EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN ÜBER DÄMPFUNGS-GERADEN.

(MITTEILUNGEN DER PHYSIKALISCHEN VERSUCHS-STATION HALLE-CRÖLLWITZ.)
(No. 21.)

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE

DER

HOHEN PHILOSOPHISCHEN FAKULTÄT

DER

VEREINIGTEN FRIEDRICHS-UNIVERSITÄT HALLE-WITTENBERG

VORGELEGT VON

OTTO MÜLLER
AUS MAGDEBURG.

HALLE A. S.
HOFBUCHDRUCKEREI VON C. A. KAEMMERER & CO.
1909.

Referent: Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. **E. Dorn.**

Meinem lieben Onkel

Hermann Schalck

zu Leipzig

in Dankbarkeit

zugeeignet.

Inhaltsübersicht.

Seite

Einleitung 7
Versuchsanordnung 7
Beseitigung der Störungen 8
Fehlergrenzen 9
Unabhängigkeit der Dämpfung von der Wahl des Indikators 9
Untersuchung der Kopplungen 11
Untersuchung des Stosskreises 12
Widerstandsversuche im Zwischenkreis und Messkreis 14
Untersuchungen über den Skineffekt 18
Eichung des Zwischenkreiskondensators 19
Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten des Zwischenkreises 20
Aufstellung der Dekrementtafel 21
Zusammenstellung der Resultate 23

Benutzte Zeichen:

w = Widerstand.
L = Induktionskoeffizient.
C = Kapazität.
n = Frequenz.
Λ = log. Dekrement.
$k = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_{11}\ L_{22}}}$ = Kopplungskoeffizient.
β = Ausschlag im Galvanometer.
F = Funkenstrecke.
Th = Thermoelement.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548124_0059

Einleitung.

Die in folgendem dargelegten Untersuchungen, die im Laboratorium des Herrn Prof. Dr. K. Schmidt von Oktober 1908 bis August 1909 von mir angestellt wurden, hatten zum Ziel die nur auf experimentelle Tatsachen gegründete Aufstellung einer Dekrementtafel, die es ermöglicht, aus der Breite der nach der Bjerknesschen Methode aufgenommenen Resonanzkurven das logarithmische Dekrement der Dämpfung von elektrischen Schwingungskreisen zu bestimmen.

Auf Grund theoretischer Erwägungen haben schon Bjerknes[1]) und später Drude[2]) eine Formel zur Berechnung der Dämpfung gefunden. Auf die gleiche Formel ist auch Zenneck[3]) durch Vernachlässigung gewisser Glieder einer allgemeineren Gleichung gekommen. Eine strengere Berechnung des Dämpfungsproblems führten durch Prof. Dr. K. Schmidt, und neuerdings Grober, die Dekremententafeln zur Bestimmung der Dämpfung[4]) aufstellten. Eine theoretische Behandlung des Dämpfungsproblems[5]) ist bisher in voller Allgemeinheit nicht möglich, vielmehr konnten die erwähnten Formeln oder Dekrementtafeln nur unter Zuhilfenahme nicht unbedeutender Vernachlässigungen in der mathematischen Durchführung des Problems berechnet werden. Es ist daher mit Sicherheit anzunehmen, dass die mit Hilfe der Formel von Bjerknes berechneten oder aus den Dekrementtafeln von Schmidt bezw. Grober entnommenen Dämpfungswerte mit den tatsächlich vorhandenen nicht hinreichend genau übereinstimmen. Da sich der allgemeinen mathematischen Durchführung des Schwingungsproblems nicht unbeträchtliche Schwierigkeiten in den Weg stellen, lag es nahe, zu versuchen, ob nicht auf experimentellem Wege eine Lösung desselben gefunden werden könnte, die den tatsächlichen Verhältnissen besser gerecht wird, als die auf Grund theoretischer Erörterungen gewonnene.

Versuchsanordnung.

Die Versuchsanordnung war dieselbe, wie sie Kempe in seiner Dissertation „Studien zum Barretter“[6]) ausführlich beschrieben hat. Daher will ich sie hier nur kurz skizzieren. Wir haben es zu tun mit einem System für Stosserregung, das von M. Wien[7]) erfunden worden ist. Das Primär-

1) V. Bjerknes, Über elektr. Resonanz; Ann. der Phys., Bd. 55, 1895, S. 120.

2) Drude, Ann. der Phys., Bd. 13, 1904, S. 512; ferner Bd. 15, 1904, S. 716.

3) Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, 1905, S. 1008.

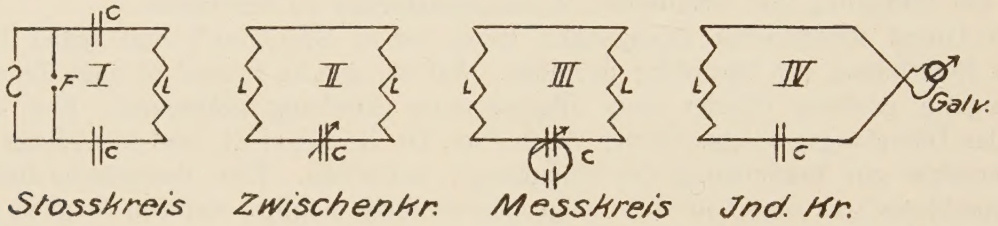
4) K. E. F. Schmidt, Über Messung der Dämpfung in elektr. Schwingungskreisen, Phys. Zeitschr., 9. Jahrgang, No. 1, 1907, S. 13. — Grober, Untersuchungen über Resonanzkurven. Dissertation, Halle 1908.

5) M. Wien hat in seiner Abhandlung (Ann. der Phys., Bd. 25, 1908, S. 625) die theoretischen Entwicklungen Drudes strenger durchgeführt und seine Resultate bei funkenlosem Schwingungskreis in gutem Einklang mit den experimentellen Beobachtungen stehend gefunden; er hat aber zur Messung der Dämpfnng keine neue Methode angegeben, sondern die Formel von Zenneck benutzt. (S. 632.)

6) Kempe, Dissertation, Halle 1909.

7) M. Wien, Jahrb. der drahtlosen Telegraphie und Telephonie, 1908, Bd. I, S. 469. Ann. der Phys., Bd. 25, 1908, S. 625. Phys. Zeitschr., 8. Jahrg., 1907, S. 764. Phys. Zeitschr., 9. Jahrg., 1908, S. 49.

system, bestehend aus Kapazität und Selbstinduktion mit parallel geschalteter Funkenstrecke, dient nur dazu, die schwachgedämpften Eigenschwingungen eines zweiten Kondensatorkreises, des sogenannten Zwischenkreises, „anzustossen". M. Wien nimmt an, dass im Primärkreise infolge der an sich schon beträchtlichen Funkendämpfung und infolge der Entziehung von Energie durch das Sekundärsystem, wodurch das Dekrement des ersteren noch schneller wächst, die Leitfähigkeit des Funkens so schnell vermindert wird, dass man von einem „Abreissen" des Funkens[1]) sprechen kann. Das Sekundärsystem schwingt dann mit seiner Eigenschwingung und bei geeigneter Anordnung sehr geringen Eigendämpfung weiter, bis es einen neuen Impuls vom Stosskreise erhält. Um nun die schwachgedämpften Schwingungen des Zwischenkreises für Messzwecke nutzbar zu machen, wird dem Zwischenkreise induktiv ein weiteres schwingungsfähiges System, der Messkreis, mit variabler Kapazität angekoppelt. Der Messkreis wirkt schliesslich in extrem loser Kopplung auf den Indikatorkreis, der das Messinstrument enthält, ein. Zur besseren Veranschaulichung diene beifolgendes Schema:



Es sei noch erwähnt, dass der Zwischenkreis einen variablen Drehkondensator (Dönitztype $^{6}/_{17}$ Luft, Ges. f. drahtl. Telegr.), der Messkreis einen solchen mit parallel geschaltetem Kreisplatten-luftkondensator enthielt. Das Kondensatoraggregat im Messkreis war von Kempe nach einer in seiner Dissertation beschriebenen Resonanzmethode in schnellen Schwingungen geeicht worden.

Beseitigung der Störungen.

Das von Kempe benutzte System erwies sich in seiner damaligen Form für mich als nicht brauchbar, da es nicht störungsfrei war. Er hatte zu seinen Untersuchungen einen bedeutend weniger empfindlichen Barretter zur Indikation benutzt, als ich zu den meinigen. Mit jenem konnten die Störungen nicht konstatiert werden, da das Instrument sie nur wenig merklich wiedergab, während sie bei Verwendung eines 9 mal empfindlicheren Barretters deutlich in Erscheinung traten. Von der Kopplungsspule des Indikatorkreises führten 3—4 m lange Zuleitungen zu dem Kasten, in den der hochempfindliche Barretter in Wheatstonescher Brückenschaltung eingebaut war. Diese Zuleitungsdrähte wirkten als Antennen und boten der Ausstrahlung des Primärkreises ein Angriffsobjekt dar. So kam es, dass man bei geöffnetem Zwischenkreis und Messkreis durch direkte Einwirkung des Stosskreises auf den Indikatorkreis einen Ausschlag im Galvanometer bis zu 40 Skalenteilen erhielt. Daher wurden nunmehr die Zuführungen der Kopplungsspule des Indikatorkreises zum Barretterkasten möglichst kurz gehalten, ebenso die Verbindungsleitungen des Barretters mit dem Galvanometer. Um die Strahlung des Stosskreises zu verringern, wurde er symmetrisch aufgebaut und erhielt statt einer Leydener Flasche

1) M. Wien, Jahrb. der drahtl. Telegraphie und Telephonie, 1908, Bd. I, S. 472. s. a. Zenneck, Leitf. der drahtlosen Telegraphie, 1909, S. 88, 180 ff.

deren zwei von fast gleicher Kapazität ($1{,}7 \cdot 10^{-3}$ und $1{,}76 \cdot 10^{-3}$ Mikrofarad). Auch wurden Funkenstrecke, Leydener Flaschen und Kopplungsspule so eng wie möglich zusammengebaut. Um von Temperaturschwankungen möglichst frei zu werden, wurde der Barretterkasten in Watte verpackt und in einen grösseren Holzkasten gesetzt. Zwecks Beseitigung der Nullpunktsschwankungen im Barretterkreis wurde der Barretterkasten erschütterungsfrei aufgehängt. Der Spannungsteiler (Ruhstrat), der zum Regulieren des Barretterbrückenstromes diente, wurde ebenfalls durch Aufhängen vor mechanischen Erschütterungen geschützt. Durch diese Massnahmen wurde erzielt, dass Nullpunktsschwankungen des Barretters nur selten noch auftraten. Das Resultat des Umbaues war, dass die Störungen als fast völlig beseitigt angesehen werden konnten, da der Maximalausschlag bei direkter Einwirkung des Stosskreises auf den Indikatorkreis nur noch 1—2 Skalenteile betrug, während ca. 130 Skalenteile zur Beobachtung gelangten.

Fehlergrenzen.

Die Dämpfungsmessungen, die unter Benutzung dieses verbesserten Systems angestellt werden konnten, waren mit einem Fehler von ± 1 bis $2\,\%$ behaftet. Es ist dabei zu berücksichtigen, dass sich bei Verwendung eines so empfindlichen Barretters die trotz des Überganges des Funkens in einer Wasserstoffatmosphäre, wenn auch in geringem Masse bestehenden Funkenschwankungen störend bemerkbar machen. Fig. I gibt ein Beispiel einer mit dem System aufgenommenen Resonanzkurve und der daraus berechneten Dämpfungskurve.[1]) Die mittlere Kurvenbreite, d. h. das Mittel aus den zu den Ordinaten 50, 60, 70 und 80 gehörigen Breiten der Dämpfungskurve, das auch von mir nach dem Vorgange von Kempe als relatives Mass der Dämpfung betrachtet wurde, beträgt im vorliegenden Fall $\frac{11{,}6 + 14{,}8 + 18{,}0 + 22{,}1}{4} = 16{,}6$. Die Konstanz an verschiedenen Tagen war eine gute, an drei aufeinanderfolgenden Tagen betrug das Mittel: 17,1; 16,6; 16,6. Die Messung zeigte also einen maximalen Fehler von ca. $3\,\%$.

Unabhängigkeit der Dämpfungsmessung von der Wahl des Indikators.

Das eigentliche Ziel, zu dem ich durch meine Untersuchungen gelangen wollte, konnte nur erreicht werden, wenn die einzelnen Vorgänge in unseren Schwingungssystemen, vor allem die dämpfenden Einflüsse einer genauen Untersuchung gewürdigt wurden. Es bot sich also als nächste Aufgabe, festzustellen, ob die unter Benutzung verschiedener Indikatoren aufgenommenen Resonanzkurven, beziehungsweise die aus ihnen berechneten Dämpfungskurven gleiche mittlere Kurvenbreite hatten.

Kempe hat nachgewiesen, dass die mit verschiedenen Barrettern aufgenommenen Kurven gleiche Dämpfungswerte ergeben.[2]) Mir gelang es zu zeigen, dass Barretter und Thermoelement das gleiche Verhalten aufweisen. Es standen mir drei hochempfindliche Thermoelemente zur Verfügung. Das eine war von Knopp[3]) als Resultat ausgedehnter Studien über das thermoelektrische Verhalten dünner Drähte konstruiert worden, die beiden andern entstammen der Fabrik von Siemens & Halske. Das Material der Drähte war bei allen dreien Manganin und Konstantan. Zur Untersuchung wurde

1) Als Abszissenmasstab ist wegen der kleinen Dämpfungen der 4fache des sonst üblichen gewählt. (S. a. S. 21.)

2) Kempe, Dissertation, S. 18.

3) Knopp, Untersuchungen über Thermoelemente. Dissertation, Halle 1909. S. 33.

n den Indikatorkreis eine Wippe eingefügt, welche ermöglichte, nach Bedarf Barretter oder Thermoelement in diesen zu schalten. Die Resultate der Messungen sind in der Tabelle wiedergegeben:

	Mittlere Breite der Dämpfungskurve		
Barretter	18,1	19,3	19,6
Thermoelement Knopp	18,2	19,9	19,4

	Mittlere Breite der Dämpfungskurve
Barretter	21,6
Thermoelement 1. S. & H.	22,0
Thermoelement 2. S. & H.	21,5

Man ersieht aus diesen Tabellen, dass die Werte in den senkrechten Reihen unter sich innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Die Verschiedenheit der Werte einer senkrechten Reihe gegen die der andern rührt — wie auch für die späteren Resultate bemerkt werden mag — daher, dass die Beobachtungen an verschiedenen Tagen bei verschiedenen Kopplungen angestellt wurden. Beiläufig sei erwähnt, dass der von Kempe hauptsächlich verwendete Barretter etwa 16 mal empfindlicher war als das Thermoelement von Knopp, 15,4 mal empfindlicher als das eine, 18,5 mal empfindlicher als das andere Thermoelement von Siemens & Halske.[1]) Da das Empfindlichkeitsverhältnis des bei meinen späteren Untersuchungen fast ausschliesslich benutzten hochempfindlichen Barretters zu dem anderen, wie schon erwähnt, gleich 9 war, so ergibt sich, dass dieser Barretter ca. 140 mal empfindlicher ist als das beste augenblicklich im Handel befindliche Thermoelement. Also hält das Thermoelement mit dem Barretter in Bezug auf Empfindlichkeit[2]) keinen Vergleich aus und es kann für dieses nur ins Feld geführt werden, dass es ruhigere — dafür aber auch langsamere — Einstellungen im Galvanometer gewährleistet[3]) und vor allem, dass es von bedeutend einfacherer Konstruktion ist.

In letzter Zeit konnte ich einige Beobachtungen anstellen mit einem von Dr. H.-Halle erfundenen Wellendetektor, der von der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie (System Telefunken) in den Handel gebracht wird. Die Wirkung dieses Instruments beruht wohl wie bei einer Reihe ähnlicher Detektoren auf dem Prinzip der losen Kontakte.[4]) Aus meinen Untersuchungen, die noch nicht abgeschlossen sind, geht bisher mit Sicherheit hervor, dass die Indikationen des Detektors nicht proportional dem Stromeffekt i^2_{eff} verlaufen, dass wir es also bei diesem Instrument nicht allein mit einer thermischen Wirkung zu tun haben. Als Beweis dafür dienen die beigegebenen Kurven (Fig. II).

Als Abszissen sind aufgetragen die Galvanometerausschläge des Barretters $\beta_{Barr.}$, als Ordinaten das Empfindlichkeitsverhältnis desselben zum Detektor: $\frac{\beta_{Barr.}}{\beta_{Det.}}$. Die Kurven gelten für verschiedene Temperaturen. Bei Verwendung des Barretters zeigt das Galvanometer bekanntlich einen Ausschlag, der sehr genau dem Stromeffekt des Wechselstroms proportional ist.[5]) Würde sich der Detektor H. ebenso verhalten, so müssten die Kurven Grade parallel der Abszissen-Axe darstellen, was nicht der Fall ist. Aus den Kurven ersieht man auch, dass der Detektor bei Erwärmung empfindlicher wird. Jedoch muss ich hervorheben, dass er an verschiedenen Tagen bei derselben Temperatur — die Er-

1) Übrigens hat Herr Tietze im Verlauf seiner im hiesigen Laboratorium angestellten Untersuchungen gezeigt, dass das Empfindlichkeitsverhältnis der beiden von Siemens & Halke bezogenen Thermoelemente für Gleichstrom, nämlich $\frac{18,5}{15,4} = \mathbf{1,2}$ erhalten bleibt für technischen Wechselstrom, Wechselströme hoher Frequenz (bis 3600 Perioden/sek.) und für schnelle Schwingungen.

2) Gegensätzlich die Bemerkung M. Wiens (Ann. der Phys. Bd. 25, 1908, S. 651), bei dessen Versuchen Thermoelemente sich als empfindlicher und sicherer erwiesen, als die von ihm benutzten Bolometer.

3) Knopp fand noch (Diss. S. 33) das Empfindlichkeitsverhältnis des Barretters zum Thermoelement mit 8,3. Seit Anfertigung seiner Arbeit ist die Barrettertechnik erheblich vervollkommnet worden. Siehe dazu: Kempe, Diss. 1909.

4) S. a. „J. S. Sachs, Detektoren für elektr. Wellen". Jahrb. der drahtl. Telegr. und Teleph., Bd. I, 1908, S. 130, 279, 434, 584.

5) Zenneck, Leitfd. der drahtl. Telegraphie 1909, S. 67. — K. E. F. Schmidt, Über Messung der Dämpf. in elektr. Schwingungskreisen, Phys. Zeitschr., 9. Jahrg. No. I, S. 13–18. 1907.

wärmung wurde durch einen elektrischen Ofen bewirkt — verschiedene Empfindlichkeitsgrade aufwies; das Empfindlichkeitsverhältnis des Barretters zum Detektor schwankte zwischen den Zahlen 2 und 40! Zuweilen ist also das Instrument sehr empfindlich gewesen. Wegen dieser Inkonstanz zu verschiedenen Zeiten erscheint es zu quantitativen Beobachtungen vorläufig nicht geeignet. Wegen des Umstandes, dass es nicht allein auf Integraleffekt anspricht, ergaben die Resonanzkurven andere Dämpfungswerte als die mittels Barretters oder Thermoelements aufgenommenen. Es sei noch bemerkt, dass die Nullpunktseinstellung absolut konstant blieb und die Konstanz der Ausschläge etwa dieselbe war wie beim Barretter.

Untersuchung der Kopplungen.

Nachdem ich gezeigt hatte, dass zwei thermische Wellenanzeiger so verschiedener Konstruktion, wie es Barretter und Thermoelement sind, gleiche Dämpfungswerte gaben, galt es nunmehr, die Kopplungsgrade in dem benutzten System experimentell zu finden, bei welchen die Dämpfung ein Minimum wird. Kempe[1]) hatte schon für die Kopplung des Indikatorkreises an den Messkreis den Kopplungsgrad festgestellt, unterhalb dessen die Dämpfung konstante Werte annimmt, also keine Rückwirkung des erstgenannten auf den zweiten stattfindet. Ich hatte demnach nur noch die Kopplung des Stosskreises mit dem Zwischenkreis und des Zwischenkreises mit dem Messkreis zu prüfen.

Die Kopplungen wurden verändert durch messbares Verschieben der auf hölzernen Schlitten befindlichen Kopplungsspulen gegeneinander. Damit nicht durch Veränderung der Spulenabstände in den Kondensatorkreisen selbst Änderungen des Selbstinduktionskoeffizienten auftraten, wurden die Kreise als festes Ganzes auf dem Instrumententisch einander genähert oder von einander entfernt. Die Kopplungskoeffizienten wurden auf Grund bekannter Formeln[2]) experimentell ermittelt, die Messung der Induktionskoeffizienten mittels der von Siemens & Halske konstruierten „kleinen Wechselstrommessbrücke nach Dolezalek“[3]) bewirkt. Die Brücke wurde mit 3000 periodigem Wechselstrom, den eine Teslahochfrequenzmaschine[4]) gab, gespeist. Fig. III zeigt die Abhängigkeit der Kopplungskoeffizienten von dem gegenseitigen Abstande der Kopplungsspulen des Stoss- und Zwischenkreises. In Fig. IV ist die Dämpfung des Systems als Funktion der Kopplungskoeffizienten k dargestellt. Aus der Kurve geht hervor, dass eine günstigste Kopplung zwischen Stosskreis und Zwischenkreis existiert, der ein Minimum der Dämpfung zukommt. Dem Minimum der Dämpfung entsprach ein Maximum der Amplituden, welche bei noch engerer Kopplung wieder fielen.[5]) Bemerkenswert ist, dass der Stosskreis bei enger werdender Kopplung auf den Zwischenkreis im Sinne einer Vergrösserung der Wellenlänge des letzteren einwirkt. Deutlich beweist dies die Kurve in Fig. V, in der als Abszissen wieder die Kopplungskoeffizienten, als Ordinaten die Resonanzkapazitäten, d. h. Kapazitätswerte[6]) des Messkreises aufgetragen sind, für die bei gleichbleibender Induktanz Resonanz mit dem Zwischenkreis eintritt. Aus der Kurve ist zu ersehen, dass, je enger die Kopplung I/II wird, desto grösser die Resonanzkapazität im Messkreis bei unveränderter Selbstinduktion desselben wird, oder mit anderen

1) Kempe, Dissertation „Stud. z. Barretter“, Halle 1909, S. 18.

2) Orlich, Kapazität und Induktivität, 1909, S. 263. S. a. Kempe, Diss. S. 10.

3) „ „ „ „ „ S. 244.

4) Beschreibung dieser Maschine: Ann. der Phys., Bd. 14, 1904, S. 25.

5) Beachte die Angabe Wiens über die günstigste Kopplung I/II. Jahrb. der drahtl. Telegr. und Teleph., Bd. I, 1908, S. 476.

6) Als Ordinaten sind auf Blatt 5 nicht die Kapazitätswerte selbst, sondern diese Werte multipl. mit einer Konstanten aufgetragen. Siehe darüber die Dissertation von Kempe, S. 11,

Worten, dass die Wellenlänge des Zwischenkreises grösser wird bei engerer Kopplung. Wurde übrigens die Kopplung des Zwischenkreises an den Stosskreis enger als $\varkappa = 0{,}3$ gemacht, so wurden die Resonanzkurven deformiert und zwar wurde der mittlere Teil derselben zu steil, während sie sich in den unteren Teilen stark verbreiterten. Vielleicht kann man sich das Vorhandensein eines Kopplungsoptimums zwischen den beiden Kreisen dadurch erklären, dass bei einem bestimmten Kopplungsgrad die Rückwirkung des Zwischenkreises auf den Stosskreis einen solchen Grad erreicht, dass das Abreissen des Funkens bei dieser Kopplung am ehesten erfolgt, also der Zwischenkreis in seiner Eigenschwingung und Eigendämpfung am ungestörtesten zur Geltung kommen kann.[1])

Die Untersuchung der Kopplung des Zwischenkreises mit dem Messkreis ergab das in der Kurve in Fig. VI dargestellte Resultat. Aus dieser kann man entnehmen, dass die Dämpfung konstante Werte annimmt, wenn die Entfernung der Spulen mehr als 100 cm betrug. Daher wurde fast stets mit einer derartigen Kopplung gearbeitet. Einem solchen Spulenabstand entsprach etwa ein Kopplungsgrad von $k = 0{,}004$. Die zu den einzelnen Schlittenstellungen gehörigen Kopplungskoeffizienten konnten mit Hilfe der auf Seite 11 erwähnten Methode nicht experimentell bestimmt werden, weil bei den sehr losen Kopplungen die Verbindungsleitungen der Spulen mit der Messbrücke sehr lang sein mussten und weil infolge der dadurch bedingten Unreinheiten der Messung genaue Resultate nicht erreicht werden konnten. Doch war auch für den vorliegenden Zweck die genaue Feststellung des Kopplungskoeffizienten nicht erforderlich. Die in Fig. VII gezeichnete Amplitudenkurve nähert sich bei weiter werdender Kopplung asymptotisch der Abszissenaxe.

Übrigens sei bemerkt, dass bei Verwendung der günstigsten Kopplungen zwischen allen Kreisen die Dämpfung des Gesamtsystems etwa $\Lambda = 0{,}011$ war (berechnet mit Hilfe der von Zenneck[2]) angegebenen Formel).

Untersuchung des Stosskreises.

Jetzt, da es möglich war, die Schwingungskreise so zu koppeln, dass ein Minimum der Dämpfung erreicht wurde, konnte der grundlegenden Frage näher getreten werden, welchen Anteil die einzelnen Kreise zu dem beobachteten Dämpfungswert geben, oder anders ausgedrückt, ich ging darauf aus, die Dämpfungsanteile zu isolieren. Bezüglich des Indikatorkreises hatte Kempe konstatiert, dass ein Einschalten von Ohmschem Widerstand in diesen keinen Dämpfungsanstieg zur Folge hatte. Daher ist man in der Lage, den Anteil am Jouleschen Dekrement, den der Indikatorkreis bietet, zu vernachlässigen. Unter diesen Umständen konnte das Dekrement nur noch stammen aus Stosskreis, Zwischenkreis und Messkreis. Diese Frage wurde nun systematisch geprüft.

Zunächst wendete ich meine Aufmerksamkeit dem Stosskreise zu.

Bei allen bisherigen Versuchen hatte die Länge der Wasserstofffunkenstrecke 0,72 mm betragen. Es lag nahe, zu untersuchen, welchen Einfluss das Verändern der Funkenlänge auf Amplitude und Dämpfung hat. Aus der beigefügten Amplitudenkurve — Fig. VIII — kann man ersehen, dass die Maximalamplitude bei Vergrössern der Funkenlänge rapide ansteigt, beim Variieren von 1 mm auf 3 mm Funkenlänge erreicht sie fast den 7 fachen Wert. Die Konstanz der Galvanometerausschläge blieb auch bei den grösseren Funkenlängen erhalten. Die Dämpfung blieb dieselbe, wie aus der Tabelle ersichtlich ist:

Funkenlänge mm	Mittlere Kurvenbreite	
0,5	15,5	15,4
0,7	15,4	—
1,0	15,3	14,9
1,5	15,0	15,2

1) Siehe auch M. Wien, Jahrb. der drahtl. Telegr. und Telephonie, Bd. I, 1908, S. 472.
2) Zenneck, Elektromagnetische Schwingungen, 1905, S. 1008.

Die geringen Abweichungen liegen innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler.

Nunmehr ging ich dazu über, die Erregung der Magnete der Teslahochfrequenzmaschine, die den Teslatransformator mit 3000 periodigem Wechselstrom versorgte, zu variieren. Bisher war dieselbe stets auf 2 Ampere konstant belassen worden. Die Magnete wurden allmählich mit Stromstärken bis zu 7,5 Ampere erregt. Da die Amplitudenkurve — Fig. IX — in ihrem Verlaufe erinnerte an die Leerlaufcharakteristik eines Generators, so nahm ich, um sie zum Vergleich heranziehen zu können, die Leerlaufcharakteristik der Teslamaschine auf. Man sieht, dass bei beiden Kurven das Übergehen des steileren Zweiges in den weniger aufsteigenden zwischen 2 und 4 Ampere Erregung erfolgt, dass sich also durch das ganze Schwingungssystem hin die allmähliche Sättigung der Feldmagnete des Generators bemerkbar macht. Die Dämpfungen zeigten wieder konstante Werte:

Erregung i. Ampere.	0,65	1	2	4	6	7,5
Mittlere Kurvenbreite.	15,7	16,3	16,2	16,6	16,1	15,6

Angeregt durch eine Bemerkung von M. Wien,[1]) dass die Verstimmung des Messkreises gegen das übrige System gar keinen Einfluss auf die Dämpfung, nur einen geringen auf die Amplitude ausübe, habe ich den Stosskreis durch Zuschalten von sogen. toter Induktanz systematisch gegen den Zwischenkreis verstimmt. Ich fand M. Wien's Angaben durchaus bestätigt. Die Dämpfung blieb konstant, wie die beigegebene Tabelle beweist, die einen mittleren und zwei extreme Verstimmungswerte wiedergibt.

Bei Resonanz mit dem Zwischenkreis hatte der Stosskreis einen Selbstinduktionskoeffizienten von L = 45000 cm.

Induktanz im Stosskreis.	Mittlere Kurvenbreite.
9950	16,8
42490	16,0
101950	16,7

Die Amplitudenkurve — Fig. X — gibt das bemerkenswerte Resultat, dass eine $\pm$ 40 prozentige Verstimmung des Stosskreises gegen das übrige System nur 8 Skalenteile in der beobachteten Maximalamplitude austrägt, eine Abweichung, die praktisch gar nicht in Betracht kommt. Demnach ist ein exaktes Abstimmen des Zwischenkreises auf den Stosskreis durchaus nicht notwendig.

Wurde durch die vorhergehenden Versuche die Eigendämpfung des Primärkreises unbeabsichtigt schon verändert, so konnte dies doch in hervorragenderem Masse geschehen durch Einfügen von Widerstand in ihn. Es wurden Widerstände aus 0,05 mm starkem Manganindraht von 20 bis 170 Ohm hergestellt und in den Stosskreis eingeschaltet. Die Maximalamplitude fällt verhältnismässig langsam, wie aus der Amplitudenkurve — Fig. XI — hervorgeht. Ein Hinzufügen von 140 Ohm erst hat ein Herabsinken der Amplitude auf den halben Wert zur Folge. Die Dämpfung erfährt wiederum keine Veränderung.

Durch alle diese Versuche ist zur Genüge bewiesen, dass der Stosskreis unseres Systems zum beobachteten Dekrement überhaupt keinen Beitrag liefert, speziell, dass die beobachtete Dämpfung von der Eigendämpfung des Primärkreises völlig unabhängig ist.[2])

Zusatzwiderstand i. Ohm.	Mittl. Kurvenbreite.
0	16,8
19,8	16,5
30	16,4
56	16,8
70,5	17,0
170	17,0

Nunmehr konnte das beobachtete Dekrement nur noch herrühren aus dem Zwischenkreis und Messkreis und es ergab sich die Aufgabe zu erforschen, zu welchem Teil der eine, zu welchem der andere dazu beitrug.

1) Anm. d. Phys. Bd. 25, 1908, S. 652.

2) Nach M. Wien tritt dies ein, wenn die primäre Dämpfung mindestens 10 mal so gross ist wie die sekundäre. Dies war bei unserem System wegen des dämpfenden Einflusses der Wasserstofffunkenstrecke zweifellos der Fall. Ann. d. Phys. 1908, 25, S. 644. Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph., I, S. 473.

Widerstandsversuche im Zwischenkreis und Messkreis.

Da der Zwischenkreis, dessen Eigenschwingungen durch den Stosskreis angeregt werden, keine Funkenstrecke enthält, ferner Zwischenkreis und Messkreis bei unserer Anordnung als Kapazität Luftkondensatoren, deren Hysteresisdekrement unmerklich[1]) ist, aufwiesen, brauchte unter Vernachlässigung der durch Wirbelströme hervorgerufenen Dämpfungsursachen[2]) lediglich das durch den Ohm'schen Widerstand der beiden Kreise bewirkte Joule'sche Dekrement in Rücksicht gezogen zu werden.

Zunächst galt es experimentell festzustellen, dass 1. die lineare Beziehung zwischen Dämpfung und Ohm'schem Widerstand $\lambda = \frac{w}{2Ln}$, die aus der Theorie der elektrischen Schwingungen gefolgert wird,[3]) besteht und dass 2. das aus der Resonanzkurve erhaltene Dekrement tatsächlich die Summe der Dekremente des Zwischen- und Messkreises gemäss der Formel[4])

$$\lambda = \left[\frac{w}{2Ln}\right]_{Zw.\ Kr.} + \left[\frac{w}{2Ln}\right]_{M.\ Kr.}$$

gibt.

Zu diesem Zweck wurden zuerst in den Zwischenkreis Zusatzwiderstände aus Manganindraht $\Phi = 0{,}45$ mm eingefügt. Eine grössere Zahl von Vorversuchen ergab nicht dass erwartete Resultat; daher wurden in den Zwischenkreis (und nachher auch in den Messkreis) Vorrichtungen eingebaut, die ein äusserst präzises Einspannen der Widerstandsdrähte ermöglichten. Die Manganindrähte wurden an den Enden an Stützen aus 3 mm starkem Kupferdraht gelötet. Der Gleichstromwiderstand wurde mit Hilfe eines Feussner'schen Kompensationsapparates bestimmt. Es wurden Drähte eingefügt, deren Widerstand zwischen 0 und 2 Ohm variierte. Die mit diesen präziseren Hilfsmitteln angestellten Versuche waren von vollstem Erfolge begleitet. Es ergab sich die in Fig. XII gezeichnete Gerade. Dabei sind als Abszissen die Gleichstromwiderstände, als Ordinaten die mittleren Breiten der Dämpfungskurven aufgetragen.

In gleicher Weise wurden auch in den Messkreis Zusatzwiderstände eingesetzt. Diesem Versuch entspricht die untere Gerade in Fig. XII.[5]) In Fig. XIII sind die entsprechenden Amplitudenkurven

1) Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, 1909, S. 23.

2) Jedenfalls konnten diese Dämpfungsursachen nicht in Rücksicht gezogen werden. Siehe auch zu dieser Frage: M. Wien, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie I, S. 475. Dass eine praktisch in Betracht kommende Strahlung eintrat, ist übrigens sehr unwahrscheinlich, da für die einzelnen Kreise eine möglichst geschlossene Leiterform (siehe darüber: Bjerknes, Wied. Ann. 55, 1895, S. 121) gewählt war. Ebenso fallen Energieverluste durch Sprühen der Kondensatoren bei Kondensatorkreisen ohne Funkenstrecke und bei Anwendung verhältnismässig geringer Spannungen kaum ins Gewicht. (Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, 1909, S. 27.)

3) Dafür, dass dieser Ansatz statthaft ist, siehe M. Wien, Ann. d. Phys., Bd. 25, 1908, S. 646 f.

4) Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, 1909, S. 112. Auch: M. Wien, Ann. d. Phys., Bd. 25, 1908, S. 654; P. Drude, Ann. d. Phys, Bd. 13, 1904, S. 532; V. Bjerknes, Wied. Ann., Bd. 55, 1895, S. 120.

5) Es war zu prüfen, ob nicht durch das Einfügen der Zusatzwiderstände in der Formel: $\lambda = \frac{w}{2Ln}$ die Frequenz n geändert wurde.

Die Kirchhoff-Thomson-Formel ist bekanntlich:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{w^2}{4L^2}}};\ \text{also}\ n = \frac{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{w^2}{4L^2}}}{2\pi}.$$

Setzt man den Eigenwiderstand des Messkreises mit 0,5 Ohm, den Selbstinduktionskoeffizienten mit 10^5 cm elm. C.G.S., die Kapazität mit 325 cm elst. C.G.S an, so überzeugt man sich leicht, dass das Glied $\frac{1}{LC}$ von der Grössenordnung 10^{13}, dagegen $\frac{w^2}{4L^2}$ von der Grössenordnung 10^8 ist, dass also praktisch eine Änderung des Widerstandstherms nicht ins Gewicht fällt.

dargestellt. Als Abszissen dienen wiederum die Gleichstromwiderstände, als Ordinaten die zugehörigen Maximalamplituden. Selbstredend gehen sowohl die beiden Geraden einerseits wie auch die beiden Amplitudenkurven andererseits durch denselben Punkt der Ordinatenaxe, da dem Wert $w = 0$ Ohm die Eigendämpfung unseres Systems und die dieser entsprechende Amplitude zukommt. Ohne Weiteres ist aus den Kurven zu ersehen, dass gleiche Zusatzwiderstände im Messkreis einen geringeren Dämpfungsanstieg und Amplitudenabfall hervorrufen als im Zwischenkreis. Dies war leicht dadurch zu erklären, dass der Zwischenkreis und Messkreis unseres Systems verschiedene Selbstinduktionskoeffizienten hatten. Der Zwischenkreis hatte $L = 42\,880$ cm, der Messkreis $L = 108\,880$ cm. Es wurde daher untersucht, welche Verhältnisse sich ergaben, wenn man die Selbstinduktionskoeffizienten beider Kreise gleich machte. Der Selbstinduktionskoeffizient des Zwischenkreises wurde durch Hinzufügen einer passenden Anzahl von bisher nicht eingeschalteten Windungen der Kopplungsspulen auf 108 500 cm gebracht, wich also von dem des Messkreises nur um etwa 0,35 % ab. Nunmehr fielen die Widerstandsgeraden annähernd, jedoch nicht vollständig zusammen. Noch deutlicher erkennbar war die Abweichung an den Amplitudenkurven. (Fig. XIV.) Dies Resultat entsprach nicht ganz den gehegten Erwartungen, denn nach der theoretisch gefundenen Formel:

$$A = \left(\frac{w}{2Ln}\right)_{Zw.\ Kr.} + \left(\frac{w}{2Ln}\right)_{M.\ Kr.}$$

bestand die Aussicht, dass es bei gleichem L-Wert beider Kreise nicht von Belang sein würde, in welchen die Zusatzwiderstände eingefügt würden. Zur Klärung dieser Frage bedurfte es also noch weiterer Untersuchungen. Von der Tatsache, dass die Zusatzwiderstände im Messkreise einen erheblicheren Dämpfungsanstieg zur Folge hatten als im Zwischenkreis, gibt beifolgende Tabelle[1]) ein anschauliches Bild:

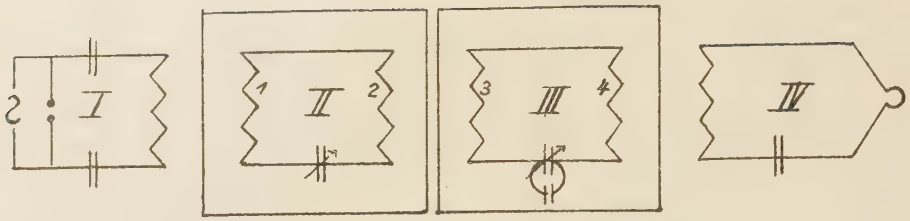
Widerstand in Zwischenkreis	Widerstand ohne Messkreis	Mittlere Kurvenbreite I	Mittlere Kurvenbreite II
0,5	1,0	25,3	24,4
1,0	0,5	24,0	24,0
0	1,49	25,1	25,1
1,49	0	24,3	23,8

An sich müssten die senkrechten Reihen der Dämpfungswerte unter sich denselben Wert für die Dämpfung geben, da jedesmal in beiden Kreisen zusammen derselbe Gesamtwiderstand, nämlich $0{,}5 + 1{,}0 = 1{,}5$ Ohm und 1,49 Ohm zugefügt wurde. Ich ging nun bei den folgenden Untersuchungen von der Überzeugung aus, dass die bemerkten Abweichungen, die an sich hart an den Grenzen der Beobachtungsfehler liegen, aber zu denken geben, weil sie stets nach derselben Seite hin erfolgen, verschwinden würden, wenn es möglich wäre, den Zwischenkreis und Messkreis geometrisch völlig gleich zu gestalten. Das war aber aus praktischen Gründen nicht möglich; der Messkreis enthielt, wie schon erwähnt, einen Drehkondensator (Dönitztype $^4/_5$ Luft. Telefunken) mit parallel geschaltetem Luftplattenkondensator, der Zwischenkreis einen Drehkondensator (Dönitztype $^{16}/_{17}$ Luft).[2]) Die geometrische Anordnung der Kopplungsspulen und Verbindungsleitungen war in beiden Kreisen fast die gleiche. Ob nun die Abweichungen in der völlig verschiedenen Kondensatoranordnung beider Kreise ihren Grund hatten, konnte nicht ermittelt werden; wohl aber konnte ich durch die folgenden Versuche einwandsfrei feststellen, dass sie lediglich aus der geometrischen Verschiedenheit der beiden Kondensatorkreise herrührten, nicht aber bedingt sind durch die Stellung des Messkreises als eines solchen im Gesamtsystem.

Zu diesem Versuche wurden die Apparate des Zwischenkreises und des Messkreises auf je eine Holzbohle gesetzt, sodass es nunmehr möglich war, den Zwischenkreis und Messkreis auf dem grossen Experimentiertisch als Gesamtheit zu verschieben. Das allen vorhergehenden Untersuchungen zu Grunde liegende Schaltschema[3]) sei noch einmal hierher gesetzt.

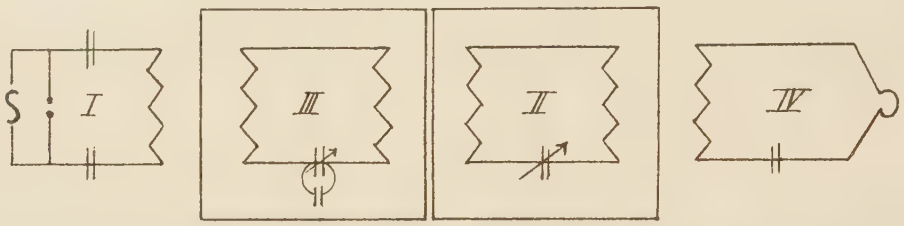
1) Die Werte der senkrechten Reihen I und II sind an verschiedenen Tagen gewonnen.
2) Siehe auch Dissertation von Kempe, Halle 1909.
3) S. a. S. 8.

A



Es sei bemerkt, dass sich bei 1, 2, 3, 4 Kopplungsspulen von gleichen Selbstinduktionskoeffizienten und gleichen geometrischen Abmessungen befanden. Die stark gezeichneten Rechtecke mögen die Bohlen andeuten. Vertausche ich jetzt die Messkreisbohle samt allen darauf befindlichen Apparaten mit der Zwischenkreisbohle, so habe ich folgende Anordnung:

B.

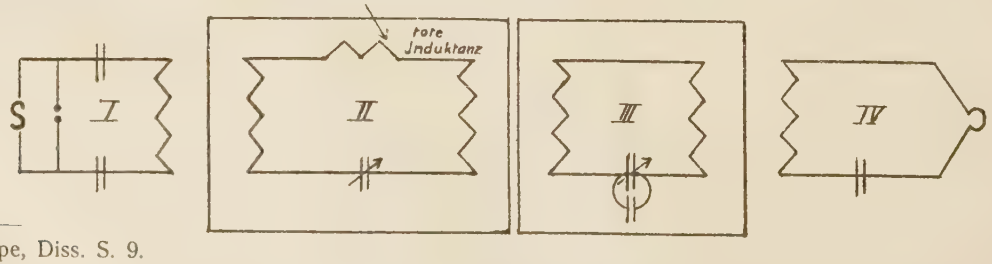


Der Kreisplattenluftkondensator war dem Drehkondensator im Messkreis parallel geschaltet worden,[1]) weil die sehr kleine Dämpfung unseres Systems, die ein sehr steiles Ansteigen der Resonanzkurve zur Folge hatte, eine feinere Unterteilung nötig machte, als sie der Drehkondensator allein zuliess. Mit Hilfe der Anordnungen A und B war es möglich, Resonanzkurzen aufzunehmen durch Variieren des Kondensators in Kreis III — Anordnung A —, oder des Kondensators in Kreis III — Anordnung B. — Im ersten Fall wurde der Messkreis gegen den Zwischenkreis, im anderen umgekehrt der Zwischenkreis gegen den Messkreis[2]) verstimmt. Mit den beiden Systemen A und B liessen sich genau gleiche Dämpfungskurven aufnehmen. Die Tabelle biete genaue Daten:

	Mittlere Kurvenbreite		
	I	II	
Anordnung A	16,5	16,7[5]	
Anordnung B	16,1[5]	16,6	[I, II an verschiedenen Tagen beobachtet!]

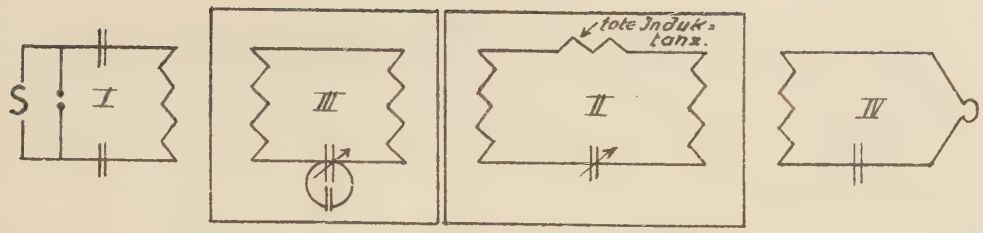
Auch wenn Kreis II und III nicht denselben Induktionskoeffizienten hatten, erhielt man dieselben Dämpfungswerte, in welchem der Kreise auch man die Kapazität variierte. Hierzu wurde im Kreis II eine Induktionsspule von L = 50000 als sogen. tote Induktanz hinzugefügt. Wir haben also jetzt folgende zwei Versuchsanordnungen:

C.



1) Kempe, Diss. S. 9.

2) Eigentlich ist in diesem letzteren Fall natürlich der sogen. Zwischenkreis tatsächlich Messkreis — denn in ihm wird ja gemessen — und sind die alten Bezeichnungen hier lediglich des besseren Verständnisses wegen beibehalten.



Man erhielt die Dämpfungswerte:

Anordnung C : 17,1[5]
Anordnung D : 16,9

Es ergibt sich also der Satz:

Hat man ein System für Stosserregung, in dessen Zwischenkreis und Messkreis sich geeignete variable Kondensatoren befinden, so ist man in der Lage, Resonanzkurven aufzunehmen entweder durch Variieren des einen oder durch Variieren des anderen Kondensators, d. h. durch Verstimmen des ersten Kreises gegen den zweiten, oder des zweiten gegen den ersten. Beiderlei Resonanzkurven ergeben praktisch denselben Dämpfungswert.[1])

Es sei noch hervorgehoben, dass natürlich bei allen diesen Versuchen die Kopplungen zwischen den einzelnen Kondensatorkreisen unverändert bleiben mussten. Das war sehr leicht zu bewerkstelligen, da die Spulen 1, 2, 3, 4 (Anordnung A, Seite 16) gleiche Selbstinduktionskoeffizienten hatten und völlig gleiche geometrische Abmessungen hatten.

Nunmehr ging ich zu Widerstandsversuchen über: Es wurden wieder die Versuchsanordnungen A und B, Seite 16 benutzt. Die Versuche wurden ganz analog den auf S. 15 dargestellten durchgeführt. Es seien daher gleich die Tabellen wiedergegeben.

a) Anordnung A (Seite 16).

Ohmscher Zusatzwiderstand		Mittlere Kurvenbreite
Kreis II	Kreis III	
0	1,49	25,2
1,49	0	24,4
0,5	1,0	25,5
1,0	0,5	25,5

b) Anordnung B (Seite 16).

Ohmscher Zusatzwiderstand		Mittlere Kurvenbreite
Kreis III	Kreis II	
0	1,49	24,2
1,49	0	25,4
0,5	1,0	24,8
1,0	0,5	25,1

An sich müssten sämtliche Dämpfungswerte der Tabellen a und b übereinstimmen, da es nach dem Satz auf Seite 17 gleichgiltig war, in welchem der beiden Kreise die Resonanzkurven aufgenommen wurden. Eine völlige Übereinstimmung der Werte findet aber nicht statt. Aus der Tabelle a erkennt man, dass sich ein grösserer Dämpfungswert ergibt, wenn ein gleicher Widerstand statt in Kreis II in Kreis III eingefügt wird. Da der Tabelle a die Versuchsanordnung A zu Grunde lag, so befand sich bei diesem Versuch der Kreis III, in dem variiert wurde, an der Stelle, an der im Wien'schen System der Messkreis steht. Aus Tabelle b folgt, dass sich wiederum ein grösserer Dämpfungswert ergibt, wenn ein gleicher Widerstand statt in Kreis II in Kreis III eingefügt wird. Da der Tabelle b die Versuchsanordnung B zu Grunde lag, so befand sich jetzt der Kreis III, in dem variiert wurde, an der Stelle, an der im Wien'schen System der Zwischenkreis zu suchen ist. Hieraus ist also zu folgern, dass die Abweichungen der Dämpfungswerte eine Folge ganz bestimmter Eigenschaften des von mir benutzten speziellen Kondensatoraggregatkreises III sind, nicht aber auf prinzipieller Verschiedenheit des Zwischen- und Messkreises beruhen. Vielmehr kann der Schluss gezogen werden:

1) Ob dieser Satz seine Giltigkeit behält bei Systemen von grösserer Gesamtdämpfung, muss ich unentschieden lassen. Für kleine Λ-Werte (bis ca. 0,05) ist er jedenfalls zutreffend.

Enthält ein System für Stosserregung einen Zwischenkreis, der in seiner geometrischen Anordnung dem Messkreis vollständig gleicht, so besteht ein prinzipieller Unterschied zwischen beiden Kreisen überhaupt nicht. Die Resonanzkurven können durch Variieren des Zwischenkreis- oder des Messkreiskondensators gewonnen werden.[1]) Das beobachtete Gesamtdekrement ist gleich der Summe der einander gleichen Dekremente des Zwischenkreises und des Messkreises.

Untersuchungen über den Skineffekt.

Wir haben jetzt experimentell nachgewiesen, dass, falls Zwischenkreis und Messkreis geometrisch gleich sind, das Gesamtdekrement

$$\Lambda = \left[\frac{w}{2Ln}\right]_{Zw.\ Kr.} + \left[\frac{w}{2Ln}\right]_{M.\ Kr.}$$

ist, oder da Zwischenkreis und Messkreis gleiche Eigendämpfung haben:

$$\Lambda = 2\left[\frac{w}{2Ln}\right]$$

Nunmehr fügt man im Zwischenkreis — oder auch im Messkreis — Zusatzwiderstände w_x hinzu. Dann werden die Dämpfungswerte grösser, die Dämpfung unseres Systems erhält einen Zuwachs:

$$\Delta\Lambda = \frac{w_x}{2Ln}$$

Es entsteht nun zunächst die Frage, ob sich dieser Zuwachs $\Delta\Lambda$ auf Grund experimenteller Daten bestimmen lässt. Dies ist insofern von Interesse, als wir schon wissen, dass die Breite der Dämpfungskurve in einer linearen Beziehung zu w, also auch zu $\frac{w}{2Ln}$ steht.[2]) Wir formen die letzte Gleichung etwas um:

$$\Delta\Lambda = \frac{w_x}{2Ln} = \frac{w_x\, 2\pi\sqrt{C}}{2\sqrt{L}} = \frac{\pi \cdot w_x \sqrt{C}}{\sqrt{L}},$$

[da $n = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ nach der Formel von Kirchhoff-Thomson ist].

Es handelt sich demnach um die experimentelle Bestimmung von Widerstand, Kapazität und Selbstinduktionskoeffizient bei schnellen Schwingungen.

Was zunächst den Widerstand eines Drahtes anlangt, so ist dieser bekanntlich für Gleichstrom und hochfrequente Wechselströme, wie sie für unsere Untersuchungen in Betracht kommen, wesentlich verschieden. Während bei Gleichstrom und auch annähernd noch bei den technischen Wechselströmen die Strömung an allen Teilen eines Drahtquerschnitts dieselbe ist, ist bei schnellen Schwingungen die Strömungsamplitude in geraden Drähten immer am grössten in unmittelbarer Nähe der Drahtoberfläche, sodass praktisch fast der ganze Strom auf eine äusserst dünne Oberflächenschicht beschränkt bleibt (sog. Skineffekt).[3]) Für sehr dünne Drähte, besonders wenn sie aus Metall von geringem Leitvermögen hergestellt sind, ist der effektive Widerstand bei schnellen Schwingungen nur wenig verschieden von demjenigen bei Gleichstrom und zwar um so weniger, je geringer die Drahtdicke ist. Bei den früher

1) Hierzu war nach S. 17 nicht völlige Gleichheit beider Kreise erforderlich, wohl aber hinsichtlich der Bemerkung über das Dekrement.

2) Über den Einfluss des Widerstandstherms in der Kirchhoff-Thomson-Formel siehe S. 14, Anm. 5.

3) H. Hertz, Untersuch. über d. Ausbr. d. elektr. Kraft, 1892, S. 173.

dargestellten Versuchen waren Manganindrähte von 0,45 mm Durchmesser verwendet worden, deren Gleichstromwiderstände mit dem Kompensationsapparat bestimmt wurden. Es war mit Sicherheit anzunehmen, dass die Widerstandswerte für schnelle Schwingungen nicht unwesentlich bei dieser Drahtstärke von denen für Gleichstrom abwichen. Um ein Urteil darüber zu gewinnen, bei welchen Drahtdicken praktisch der Gleichstromwiderstand gleich dem bei hochfrequenten Strömen gesetzt werden kann, fügte ich in den Zwischenkreis nacheinander vier Drähte aus Manganin von verschiedenem Durchmesser, aber gleichem Gleichstromwiderstand ($w = 1{,}32$ Ohm) ein und nahm die Resonanzkurven auf. Es ergaben sich folgende Dämpfungswerte:

Durchmesser mm	Mittlere Kurvenbreite
0,14	35,0
0,20	34,6
0,28	35,0
0,45	36,1

Aus der Tabelle ist zu ersehen, dass für dicke Drähte der Unterschied zwischen effektiven und Gleichstromwiderstand wohl bemerkbar wird, dass aber für dünne Drähte die Beobachtungsfehler bei den Dämpfungsmessungen mehr ins Gewicht fallen, als der Fehler, den man begeht, wenn man für sie den effektiven Widerstand gleich dem Gleichstromwiderstand setzt. Bei den noch darzustellenden Untersuchungen wurde Manganindraht vom Durchmesser 0,14 mm verwendet.

Eichung des Zwischenkreiskondensators.

Bezüglich der Kapazität von Kondensatoren bei schnellen Schwingungen ist bekannt,[1]) dass Luftkondensatoren bei hochfrequenten Wechselströmen eine Kapazität besitzen, welche nicht merklich verschieden ist von derjenigen, die der Kondensator bei statischer Ladung aufweist. Bei Kondensatoren mit festem Isolator ist dagegen die Kapazität von der Frequenz abhängig und zwar wird sie kleiner. Denselben kommt ein sogen. „Frequenzfaktor“ (< 1!) zu. In unserem System wurden Luftkondensatoren verwendet. Um daher die Eichkurve des im Zwischenkreis befindlichen Drehkondensators aufzunehmen, genügte es, denselben in den einen Zweig einer Wheatstoneschen Brücke zu schalten, deren andere Zweige entsprechend einen Normalkondensator (S. & H. Glimmer 476 cm stat.) und zwei Widerstandskästen enthielten, und dies System mit 3000 periodigem Wechselstrom unter Zwischenschalten eines kleinen Transformators zu speisen.[2]) Fig. XV zeigt als Eichkurve eine Gerade, d. h. die Kapazitätswerte des Drehkondensators ändern sich proportional den Teilstrichen der Kreisteilung, welche Eigenschaft bekanntlich allen Drehkondensatoren der Dönitztype zukommt. Des Interesses halber wurde jedoch der Kondensator auch in schnellen Schwingungen von mir geeicht. Dazu wurde er in den Zwischenkreis geschaltet und für verschiedene Einstellungen des Kondensators durch Zuschalten von Selbstinduktion Resonanz[3]) mit dem Messkreise hergestellt. Die Selbstinduktionskoeffizienten wurden mit Hilfe der kleinen Wechselstrommessbrücke nach Dolezalek (S. & H.) ermittelt. Ebenso wurde schliesslich zum Vergleich das Normal in den Zwischenkreis geschaltet. Man hat dann:

$$2\pi\sqrt{C_N \cdot L_N} = 2\pi\sqrt{C_x \cdot L_x},$$

wo C_N, L_N die bekannte Kapazität des Normals und der zugehörige Selbstinduktionskoeffizient, C_x und L_x entsprechende Werte des zu eichenden Luftkondensators sind, oder:

$$C_x = \frac{C_N \cdot L_N}{L_x}.$$

Die Eichgerade, die man mittelst dieser Methode erhält (siehe Fig. XV obere Gerade!), fällt nicht genau mit der oben erwähnten zusammen. Die Abweichung (ca. 3—4 %) lässt sich vielleicht

1) Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, S. 9.
2) Orlich, Kapazität und Induktivität, 1909, S. 249.
3) Siehe über derartige Resonanzmethoden Zenneck, S. 110, 122.

dadurch erklären, dass der Frequenzfaktor des Glimmerkondensators nicht berücksichtigt ist und dass die Messungen der Selbstinduktionskoeffizienten mit der Wechselstrommessbrücke unter Benutzung von 3000 periodigem Wechselstrom nicht die Werte dieser Koeffizienten für schnelle Schwingungen ergeben konnten.

Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten des Zwischenkreises.

Bekanntlich kann der Selbstinduktionskoeffizient von Spulen bei schnellen Schwingungen ziemlich verschieden von demjenigen bei Gleichstrom sein. Man spricht daher von einem „effektiven Selbstinduktionskoeffizienten"; dieser soll bei Schwingungen bis zu ca. 20% kleiner sein können als der bei Gleichstrom gemessene Koeffizient.[1]) Man sucht die bei Gleichstrom bestehenden Stromverteilungsverhältnisse auch für schnelle Schwingungen dadurch herzustellen, dass man für die Spulen nicht massive Drähte, sondern Litzen aus vielen dünnen einzelisolierten Drähten verwendet, die in richtiger Weise verdrillt sind (Angabe von Dolezalek!). In dieser Weise sind zum Beispiel die Selbstinduktionsnormale der Physikalisch-technischen Reichsanstalt hergestellt.[2]) Auch A. Esau hat bei seinen experimentellen Untersuchungen über Erniedrigung des Selbstinduktionskoeffizienten bei schnellen Schwingungen[3]) nach dem Vorgange von M. Wien[4]) ein Vergleichsnormal aus solchen einzelisolierten Drähten verwendet. Daher habe auch ich, um den effektiven Selbstinduktionskoeffizienten des Zwischenkreises meines Systems feststellen zu können, als Normale Spulen aus solchen Drähten zu Grunde gelegt. Zur Messung benutzte ich wiederum die schon oben beschriebene Resonanzmethode. Nur wurde die Resonanz jetzt naturgemäss durch Variieren des schon geeichten Drehkondensators hergestellt. Man hat dann analog die Gleichung:

$$L_x = \frac{C_n \cdot L_n}{C_x},$$

wo L_n der Selbstinduktionskoeffizient der Normalspulen, C_n die zugehörige Resonanzkapazität ist. Der Selbstinduktionskoeffizient der Normalspulen wurde mit 3000 periodigem Wechselstrom mittelst der Wechselstrommessbrücke bestimmt. Die beiden Normalspulen, die die Kopplung des Zwischenkreises mit dem Stosskreis und Messkreis vermittelten, hatten folgende Dimensionen: Holzkern, Durchmesser ca. 7,7 cm, Litze mit Seidenumspinnung, bestehend aus 120 durch Emaillelack von einander isolierten Drähten (Fabrikat der Ges. für drahtlose Telegraphie, System Telefunken-Berlin), der Stärke 0,07 mm, 13 Windungen, ganz eng gewickelt, Selbstinduktionskoeffizient $L = 19\,150$ cm.

Die Abweichung des Selbstinduktionskoeffizienten der massiven Cu-Drahtspulen bei schnellen Schwingungen von dem bei 3000 periodigem Wechselstrom gemessenen betrug bei meinen Messungen, die sich auf verschiedene Spulen erstreckten, 2—3%. Esau[5]) hatte gezeigt, dass die Erniedrigung des Selbstinduktionskoeffizienten nicht nur vom Drahtquerschnitt, sondern auch von der Ganghöhe der Spulen abhängt und zwar bei wachsender Ganghöhe kleiner wird. Um zu zeigen, dass diese Erscheinung bei Spulen aus einzel isolierten Drähten nicht auftritt, dass solche Spulen also ihr Verhalten bei schnellen Schwingungen gegenüber dem bei 3000 periodigem Wechselstrom überhaupt nicht ändern,

1) Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, 1909, S. 56.
2) Orlich, Kapazität und Induktivität, 1909, S. 183.
3) A. Esau, Dissertation, Berlin (Danzig), 1908.
4) M. Wien, Ann. d. Phys., Bd. 25, 1908, S. 636.
5) Esau, Dissertation Berlin (Danzig) 1908, Widerstand und Selbstinduktion bei Solenoiden für Wechselstrom. Siehe auch P. Drude, Anm. d. Phys., Bd. 9, 1902; S. 590.

verglich ich mittels der beschriebenen Resonanzmethode die Normalspulen mit 2 paar anderen Spulen aus einzelisolierten Drähten, deren Dimensionen folgende waren:

1. Kern: Pappzylinder, Durchmesser 16 cm, Ganghöhe 11—12 mm, 8 Windungen.
2. Alles ebenso, jedoch eng gewickelt.

Die grösste Abweichung betrug 0,6%, was noch innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler liegt (Wechselstrommessbrücke!).

Aufstellung der Dekrementtafel.

Nachdem ich nunmehr Widerstand, Kapazität und Selbstinduktion der Messung in schnellen Schwingungen zugänglich gemacht hatte, konnte das eigentliche Ziel, die nur auf experimentelle Daten gestützte Aufstellung einer Dekrementtafel, ohne weiteres erreicht werden.

In den Zwischenkreis, der mit dem Messkreis bekanntlich (Anordn. A. S. 29) bezüglich des Selbstinduktionskoeffizienten übereinstimmte, wurden Manganindrähte vom Durchmesser 0,14 mm eingefügt. Dazu wurden die Drähte an ihren Enden an kurze Streifen aus Kupferband gelötet und zwischen zwei auf einer isolierenden Glasstange verschiebbare Klemmschrauben eingespannt. Die Widerstandswerte der Drähte bewegten sich in den Grenzen zwischen 0 und 3 Ohm. Die ermittelten Dämpfungskurven hatten bei den Ordinaten 50, 60, 70 und 80 die in der Tabelle[1]) zusammengestellten Breiten:

Zusatzwiderst. i. Ohm	Breiten der Dämpfungskurven in mm bei den Ordinaten			
	80	70	60	50
0	11,4	14,9	18,2	22,1
„	11,6	15,2	18,6	22,5
„	11,2	15,1	18,9	23,1
0,393	13,1	16,7	20,6	25,0
0,432	12,9	16,7	20,9	26,1
0,507	12,8	16,6	20,7	25,7
0,698	13,9	18,2	22,8	27,8
1,058	14,3	18,8	23,9	30,3
1,334	15,8	20,8	25,9	32,0
1,950	17,3	22,9	29,0	36,4
2,447	19,5	26,1	33,2	41,5
2,557	19,0	25,0	32,0	40,5

In Fig. XVI wurden nun als Abszissen die Zusatzwiderstände, als Ordinaten die angegeben Breiten eingetragen. Es ergab sich wie früher eine lineare Beziehung zwischen Kurvenbreite und Zusatzwiderstand. Verlängert man die Geraden nach der negativen Seite der Abszissenaxe, so schneiden sie sich auf dieser in einem Punkt, der uuter Zugrundelegung des Masstabes der positiven Abszissenaxe den Wert 3,3 Ohm erhalten muss. Es erscheint die Annahme gerechtfertigt, dass dieser Wert 3,3 Ohm, den Eigenwiderstand — oder einen dementsprechenden Energieverlust — des Zwischen- und Messkreises, die Hälfte den des Zwischenkreises allein darstellt. Diese Annahme, dass der Kurvenbreite 0 auch die Dämpfnng 0 entspricht, dass also der Nullpunkt unseres Koordinatensystems in den Punkt 3,3 der negativen Abszissenaxe zu verlegen ist, ist identisch mit der, dass $\Lambda = c \cdot a$ ist, wo Λ das Dekrement, a die Breite der Dämpfungskurve, c ein Proportionalitätsfaktor ist, welche Beziehung auch schon theoretisch von Bjerknes, Drude und Zenneck ermittelt wurde.[2])

Fügt man in den Zwischenkreis einen Widerstand w_x ein, so wird die Breite der Dämpfungskurve grösser; der Zunahme der Breite entspricht eine Zunahme der Dämpfung, die sich nach Seite 36 durch die Formel:

$$\Delta\Lambda = \frac{w_x}{2Ln} = \frac{\pi w_x \sqrt{C}}{\sqrt{L}}$$

darstellen und mit Hilfe der experimentellen Daten folgendermassen berechnen lässt:

1) Der Tabelle liegen Dämpfungskurven zu Grunde, die im folgendem Masstab gezeichnet sind: für $\varepsilon = 0{,}01$ sind 40 mm, für den Skalenteil des Galvanometerausschlags sind 2 mm (also 100 Skt. entsprechen 200 mm) gewählt worden.

2) K. E. F. Schmidt, und nach ihm Grober fanden die lineare Abhängigkeit des logar. Dekrements von der Breite der Dämpfungskurven auch bestätigt; nur gingen ihre Dekrementgeraden naturgemäss nicht durch den Nullpunkt des Koordinatensystems, da sie das Dekrement des Messkreises als konstantes additives Glied gefasst hatten.

$$\left[\frac{\pi W_x \sqrt{C}}{\sqrt{L}}\right]_{elm} = \frac{\pi W_{x\,(Ohm)} \cdot 10^9 \sqrt{C_{elst} \cdot \frac{1}{9 \cdot 10^{20}}}}{\sqrt{L_{elm}}} = \frac{\pi W_{x\,(Ohm)} \cdot \frac{1}{30} \cdot \sqrt{C_{elst}}}{\sqrt{L_{elm}}} = W_{x(Ohm)} \cdot \frac{\pi \sqrt{C_{elst}}}{30 \sqrt{L_{elm}}}$$

Der Zwischenkreis hatte bei Kondensatoreinstellung 21,23, die Kapazität 305 cm elst. den mittels der beschriebenen Methode — S. 20 f. — auf schnelle Schwingungen reduzierten Selbstinduktionskoeffizienten L = 108640 cm. Es wird dann:

$$\frac{\pi \sqrt{C_{elst}}}{\sqrt{L_{elm}}} = 0{,}00555.$$

Für die Zusatzwiderstände erhält man also:

1. $w_x = 0{,}5$ Ohm $\quad \Delta\Lambda = 0{,}0028$
2. $w_x = 1{,}0$ Ohm $\quad \Delta\Lambda = 0{,}0056$
3. $w_x = 1{,}5$ Ohm $\quad \Delta\Lambda = 0{,}0084$
4. $w_x = 2{,}0$ Ohm $\quad \Delta\Lambda = 0.0111$
5. $w_x = 2{,}5$ Ohm $\quad \Delta\Lambda = 0{,}0140.$

Wie man aus Fig. XVI nunmehr die eigentliche Dekrementtafel, welche die Beziehung zwischen der Dämpfung Λ und der Kurvenbreite a graphisch geben soll, erhält, soll an einem Beispiel erläutert werden. Man entnimmt der Fig. beispielsweise für Gerade 80 die den Zusatzwiderständen 0; 0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5 Ohm entsprechenden Breiten und trägt sie in der Dekrementtafel — Fig. XVII — als Abszissen, die oben berechneten $\Delta\Lambda$-Werte als Ordinaten ein. Da man den Eigenwiderstand des Systems nicht kennt, also auch Λ für ihn nicht berechnen kann, so nimmt man zunächst an, derselbe sei = 0 Ohm, es entspreche also der Breite des Zusatzwiderstandes 0 die Dämpfung 0. Man erhält dann eine durch einen bestimmten Punkt der Abszissenaxe gehende Gerade; diese lässt man durch Parallelverschiebung durch den Anfangspunkt des Koordinatensystems gehen und hat dann in dieser Geraden die Dekrementgerade für die Breite 80 vor sich. Genau so verfährt man mit den anderen Geraden. Die Parallelverschiebung ist naturgemäss nur statthaft unter der Voraussetzung, dass $\Lambda = c \cdot a$ ist, welche oben gemacht wurde. Würde man, bevor man die Parallelverschiebungen vornimmt, die Geraden in Fig. XVII über die Abszissenmasse hinaus nach unten verlängern, so würden sie in einem Punkte der negativen Ordinatenaxe zum Schnitt kommen, dem unter Zugrundelegung des Masstabes der positiven Ordinatenaxe der Wert $\Lambda = 0{,}0183$ zukäme. Dies ist der Wert, den man erhält, wenn man in die Formel

$$\Lambda = w_x \frac{\pi \sqrt{C_{elst}}}{\sqrt{L_{elm}}} = w \cdot 0{,}00555$$

den Wert 3,3 Ohm der negativen Abszissenaxe von Fig. XVI einführt.

Um einen Vergleich der mit dieser Tafel (Fig. XVII) zu ermittelnden Dämpfungswerte mit den mittels anderer Dekrementtafeln gefundenen zu ermöglichen, habe ich die Dekrementtafeln nach K. E. F. Schmidt[1]) und Grober[2]) und die mit Hilfe der von Bjerknes und Zenneck[3]) angegebenen Formel $\Lambda = x \cdot 2\pi \sqrt{\frac{y}{1-y}}$ konstruierte mit der meinigen auf Fig. XVIIIa und b zusammengestellt.[4]) Die mit Hilfe der von mir konstruierten Tafel berechneten Dämpfungswerte weichen um etwa 5—10 % von den aus den Tafeln von Schmidt und Zenneck entnommenen ab, während die Grober'schen

1) K. E. F. Schmidt, Über Mess. d. Dämpf. in elektr. Schwingungskreisen. Phys. Zeitschr., 9. Jahrg. 1, 1907, S. 13.

2) Grober, Diss. Halle 1908.

3) Zenneck, Leitfaden der drahtlosen Telegraphie, 1909, S. 114.

4) Bei Benutzung der Tafeln 18a und 18b beachte man, dass die Dämpfungskurven in dem gleichen Masstab, wie er hier zu Grunde gelegt ist, gezeichnet werden müssen.

Tafel 18a liegen Dämpfungskurven von dem auf S. 21, Anm. 1 skizzierten Masstab zu Grunde. Tafel 18b liegt ein anderer Abszissenmasstab der Dämpfungskurven zu Grunde. Es sind nämlich hier für $\varepsilon = 0{,}01$ nur 10 mm angesetzt worden.

Geraden wesentlich anders verlaufen. Ehe jedoch diese Tafel das Recht des Vorzuges vor den andern beanspruchen kann, sind eine Reihe experimenteller Vorbedingungen zu schaffen, die eine noch präzisere Ausarbeitung ermöglichen. Bis zur Zeit des Abschlusses dieser Arbeit konnte dies aus praktischen Gründen noch nicht geschehen. Im einzelnen soll nach folgenden Richtungen vorgegangen werden.

Es wird augenblicklich im Laboratorium des Herrn Prof. Schmidt eine Methode ausgearbeitet, die es ermöglichen soll, den Wert Ln direkt in schnellen Schwingungen zu messen.[1]) Dadurch würde erreicht, dass die Kapazitäts- und Induktionskoeffizientenbestimmungen für den Wert ΔA wegfielen und nur eine einzige Messung nötig wäre.

Ferner wird beabsichtigt, den Zwischenkreis und Messkreis als Normalkreise in geometrisch völlig gleicher Anordnung zu bauen. Es sind von mir schon eine Reihe von Versuchen angestellt worden, die zum Ziele hatten, die Eigendämpfung des Systems auf ein Minimum herabzudrücken. Zu diesen Versuchen wurden Spulen aus massivem Cu-Draht $\Phi = 3$ mm, aus Kupferseil, aus den oben beschriebenen Litzen von einzelisolierten Drähten, aus dünnem, 1 cm breiten Kupferband verwendet. Die günstigsten Verhältnisse schienen sich bei Spulen aus Kupferband[2]) zu ergeben. Daher sollen ausgedehnte Untersuchungen mit etwa 2 cm breitem Kupferband angestellt werden, sobald die betreffenden Firmen die Materialien geliefert haben. Da allen diesen Untersuchungen Schwierigkeiten prinzipieller Natur kaum begegnen werden, auch der Weg, auf dem man zum Ziele gelangt, in vorstehender Arbeit vorgezeichnet ist, besteht die berechtigte Hoffnung, dass es gelingt, mit Hilfe und auf Grund experimenteller Daten eine völlig einwandfreie Dekrementtafel aufzustellen.

Zusammenstellung der Resultate.

1. Die Dämpfungsmessung ist von der Wahl des Indikators unabhängig, sofern derselbe lediglich auf Integraleffekt anspricht (Barretter, Thermoelement).
2. Es gibt ein Kopplungsoptimum zwischen Stosskreis und Zwischenkreis des Wien'schen Systems für Stosserregung.
3. Unterhalb eines bestimmten Wertes der Koppelung zwischen Messkreis und Zwischenkreis bleibt die Dämpfung konstant.
4. Eine erhebliche Verstimmung des Zwischenkreises gegen den Stosskreis hat keinen Einfluss auf die Dämpfung, einen geringen auf die Amplitude.
5. Die Dämpfung in einem durch Stosserregung angeregten Schwingungssystem ist von der Eigendämpfung des Stosskreises unabhängig.
6. Die aus der Theorie gefolgerte Beziehung $A = \frac{w}{2 L n}$ wird durch die Versuche bestätigt.
7. Die angestellten Versuche berechtigen zu dem Schluss, dass, falls der Zwischenkreis geometrisch völlig gleich dem Messkreis ist, die Gesamtdämpfung des Systems gleich der Summe der einander gleichen Eigendämpfungen der beiden Kreise ist.
8. Resonanzkurven können durch Variieren des Kondensators im 2. (Zwischen-) wie auch im 3. (Mess-) Kreis aufgenommen werden, auch wenn diese beiden Kreise verschiedene Selbstinduktionskoeffizienten haben. Beiderlei Kurven ergeben dieselbe Dämpfung.

1) Siehe über diese Methode: K. E. F. Schmidt, Resonanz elektr. Schwing. Ann. d. Phys., 1904, Bd. 14, S. 41.
2) Siehe auch: M. Wien, Jahrb. d. drahtl. Telegr. und Teleph. 1908, Bd. 1, S. 474.

9. Bei hinreichend dünnem Manganindraht ist praktisch der Gleichstromwiderstand gleich dem Widerstand für schnelle Schwingungen.
10. Eine Abnahme des Selbstinduktionskoeffizienten in schnellen Schwingungen kann bei Spulen aus sehr dünnen, einzelisolierten Drähten nicht konstatiert werden.
11. Auf experimentellem Wege wird eine Dekrementtafel entworfen, welche innerhalb der angegebenen Grenzen der Genauigkeit gestattet, absolute Dämpfungswerte zu entnehmen.

Zum Schlusse sei es mir vergönnt, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. K. Schmidt, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen für die freundliche Anregung zu dieser Arbeit und die stete, liebenswürdige Beratung bei Ausführung derselben. Auch Herrn Dr. phil. Hans Zöllich, dem damaligen Assistenten des Herrn Prof. Dr. Schmidt, danke ich herzlich für die gern gewährte Unterstützung bei einigen der angeführten Untersuchungen.

Lebenslauf.

Geboren bin ich, Johannes Emil Otto Müller, evangelischer Konfession, am 8. Februar 1885 zu Magdeburg als Sohn des Amtsgerichtsrats Otto Müller und dessen Ehefrau Bertha, geb. Schalck. Meine Eltern sind im Jahre 1901 gestorben. Ich habe von Ostern 1891 bis Ostern 1894 die Vorbereitungsschule, von Ostern 1894 bis Michaelis 1899 das König Wilhelms-Gymnasium zu Magdeburg, von Michaelis 1899 bis Ostern 1903 das Stadtgymnasium zu Halle besucht. Das letztere habe ich mit dem Zeugnis der Reife verlassen. Von Ostern 1903 ab habe ich mich an der Universität Halle dem Studium der Mathematik und Naturwissenschaften gewidmet. Ein langdauerndes Leiden zwang mich, das Studium im Sommer 1906 zu unterbrechen. Erst Ostern 1908 konnte ich dasselbe wieder an derselben Universität aufnehmen. Am 20. Dezember 1909 bestand ich das Examen rigorosum.

Teilgenommen habe ich an den Vorlesungen und Übungen der folgenden Herren Professoren und Dozenten:

Aschaffenburg, F. Bernstein, Buchholz, Cantor, Dorn, Ebbinghaus, Eberhard, Grassmann, Grenacher, Gutzmer, Kirchhoff †, Klebs, Küster, Mez, Nachtweh, K. Schmidt, Schulz, Volhard †, Wangerin, Wüst.

Allen meinen verehrten Lehrern drücke ich an dieser Stelle meinen ergebensten Dank aus.

Fig. I. Beispiel einer Resonanz- und einer Dämpfungskurve.

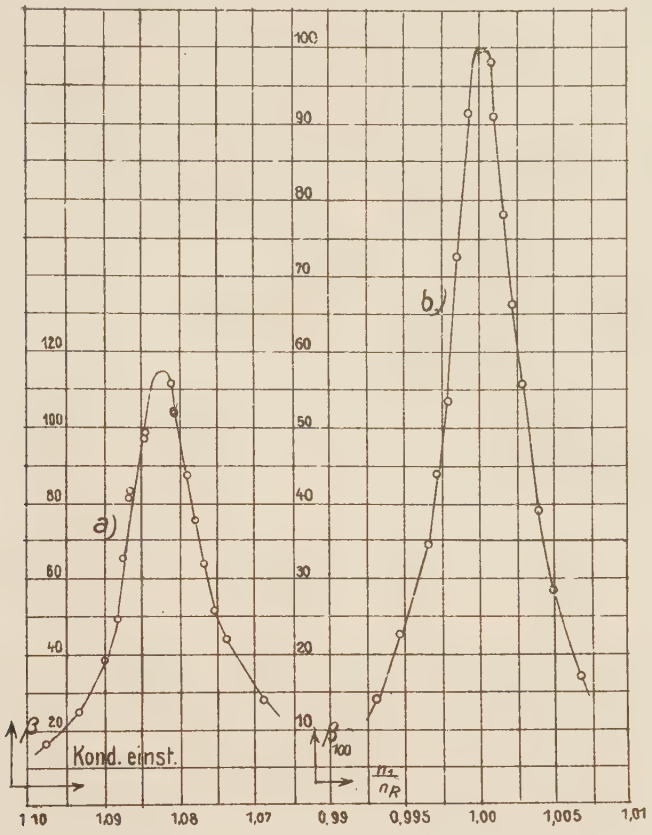


Fig. II. $\frac{\beta\ Barr.}{\beta\ Det.}$ als Funktion der Barretterindikationen.

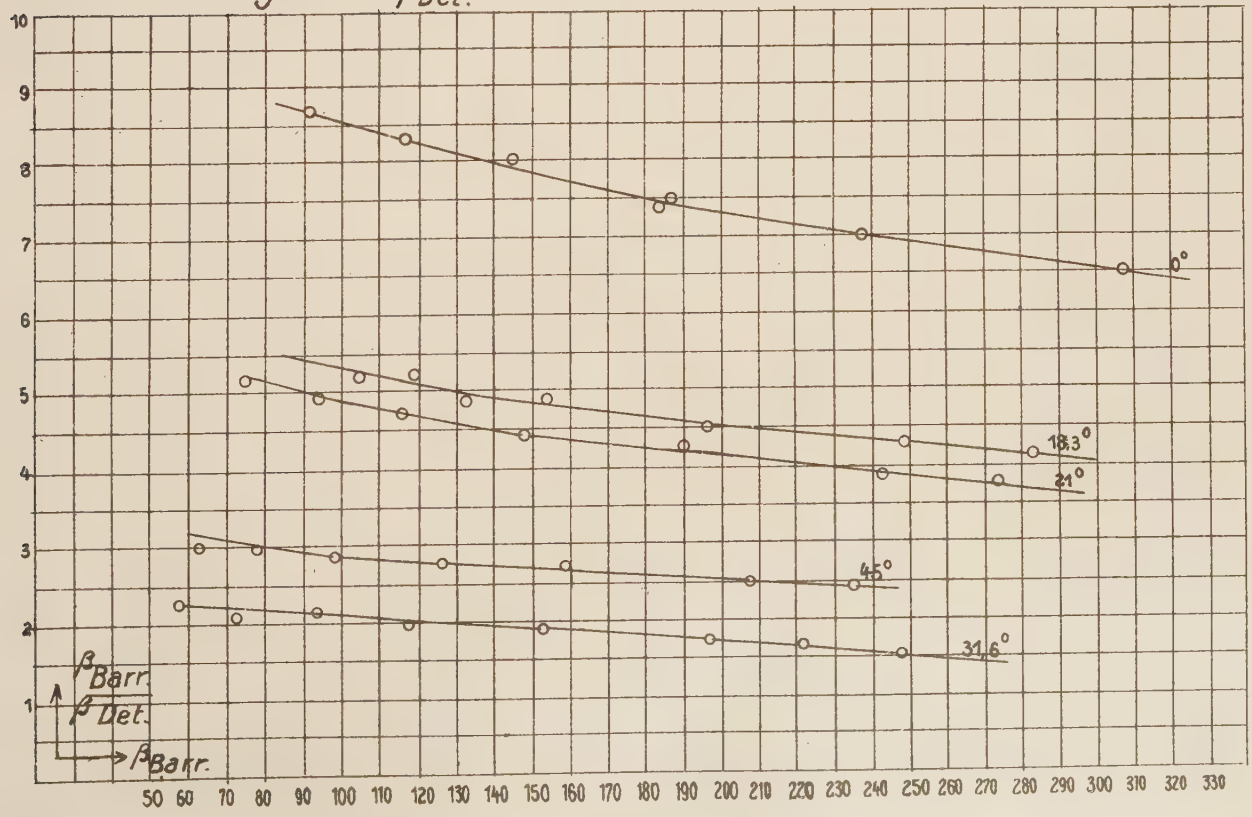


Fig. III. Kopplungskoefficient in seiner Abhängigkeit von der Entfernung der Kopplungsspulen.

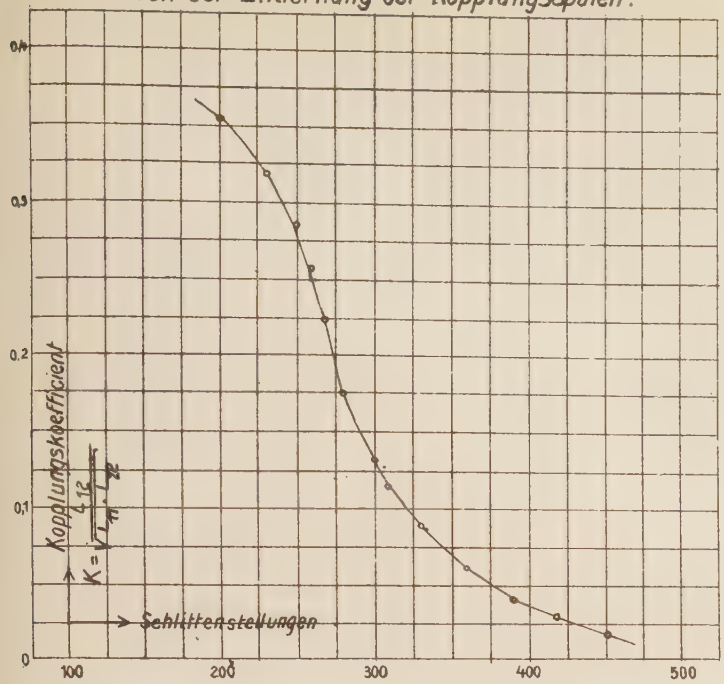


Fig. IV Dämpfung als Funktion der Kopplung I/II.

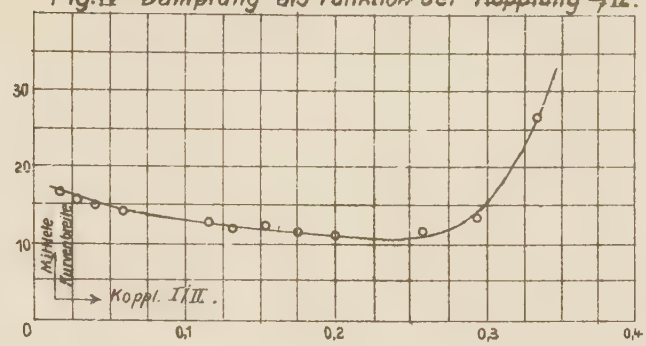


Fig. V. Resonanz-Kapacität abhängig von Koppl. I/II.

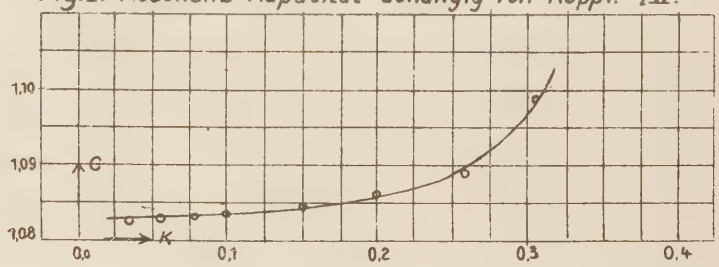


Fig. VI. Dämpfung als Funktion der Kopplung II/III.

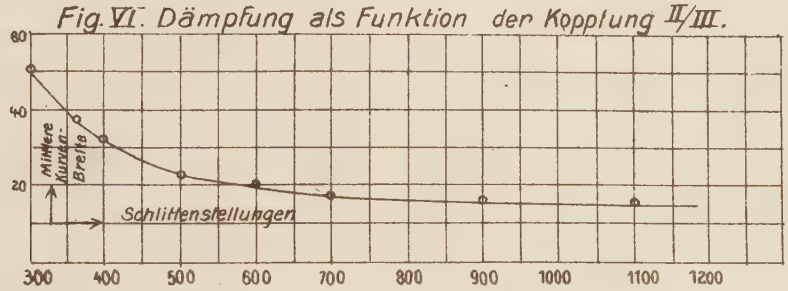


Fig. VII. Maximalamplitude als Funktion der Kopplung II/III.

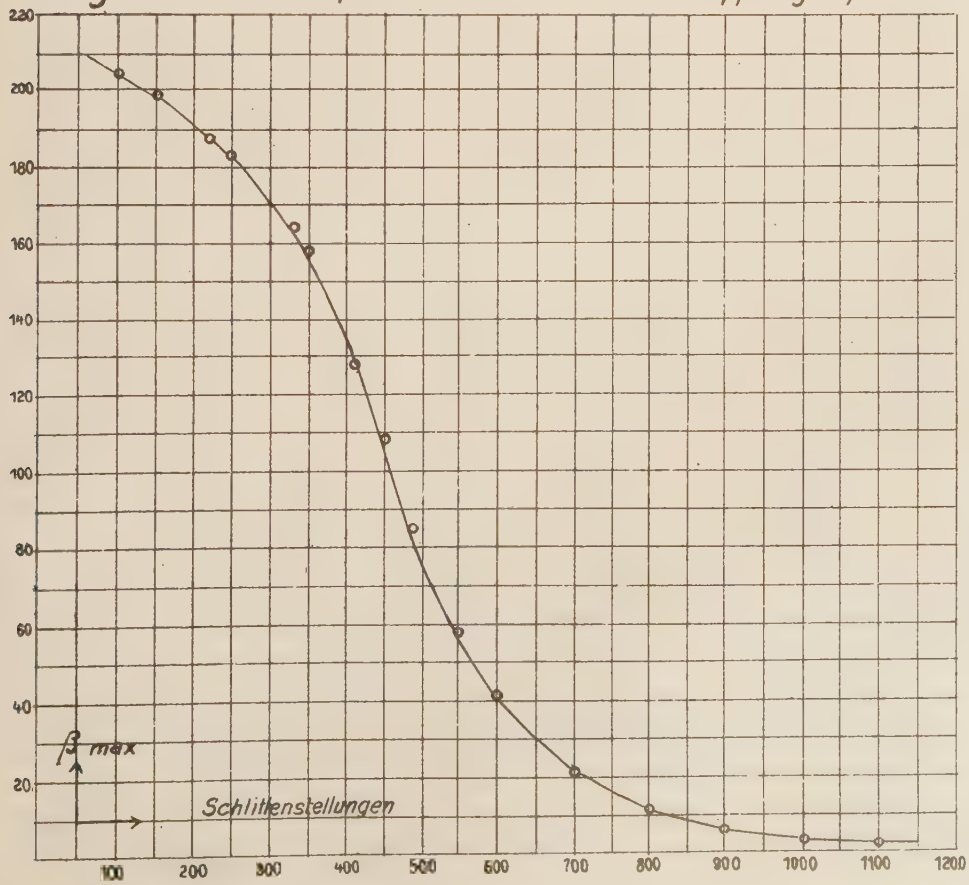


Fig. VIII Maximalamplitude als Funktion der Funkenlänge.

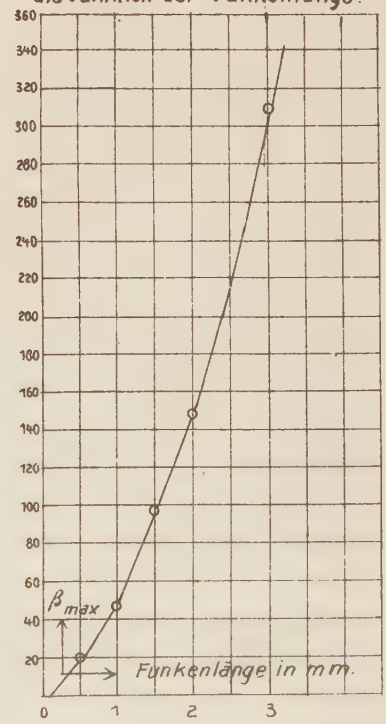


Fig. IX. Leerlaufcharakteristik des Generators. Amplitude als Funktion des Erregungsstromes des Generators.

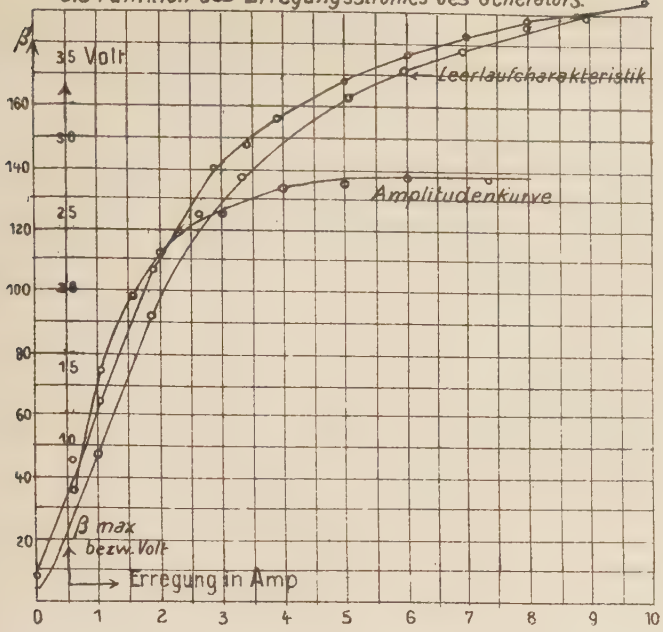


Fig. X. Maximalamplitude als Funktion der Verstimmung des Zwischenkreises gegen den Stosskreis.

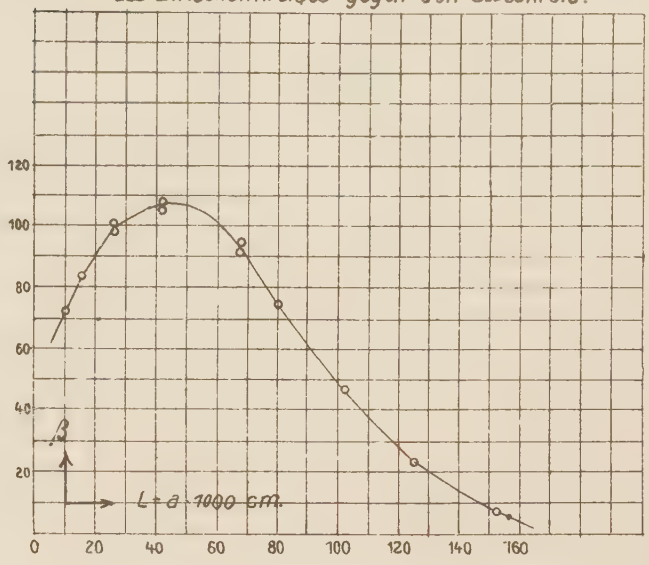


Fig. XI. Maximalamplitude als Funktion des Zusatzwiderstandes im Stosskreis.

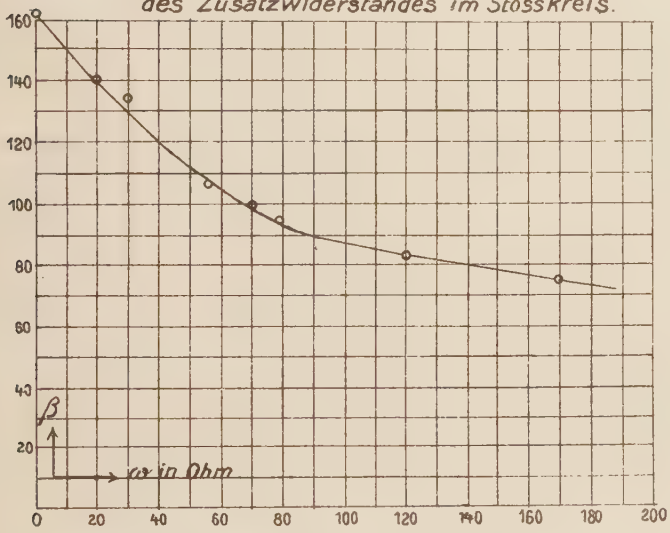


Fig. XII. Dämpfung als Funktion der Zusatz-Widerstände

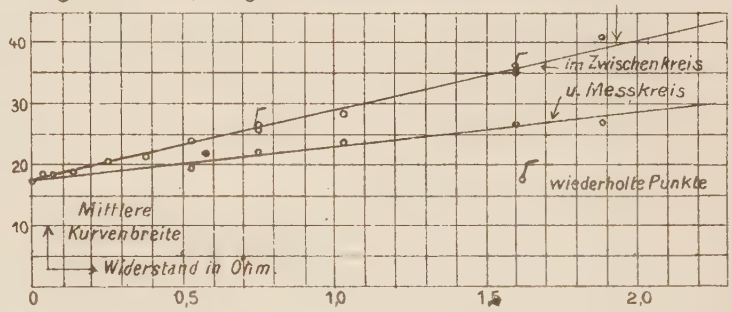


Fig. XIII. Amplitude als Funktion der Zusatzwiderstände im Zwischenkreis u. Messkreis.

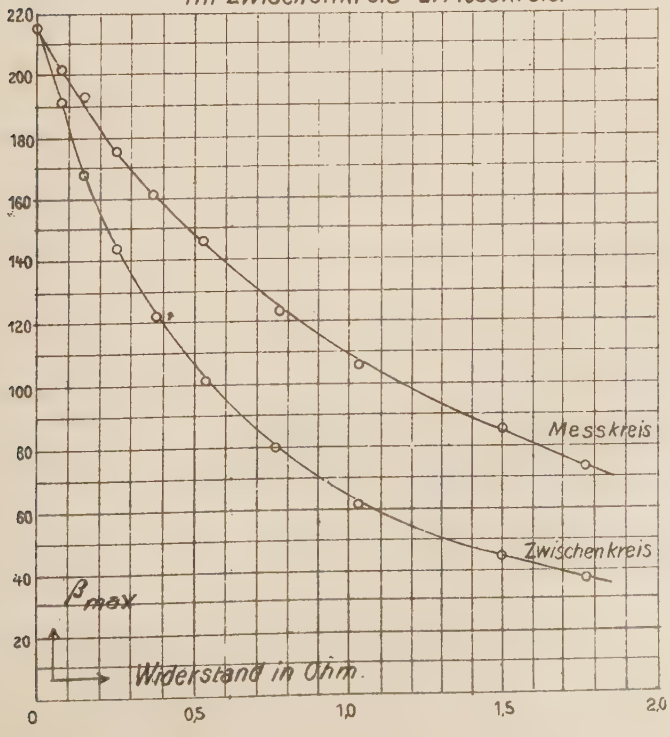


Fig. XIV. Amplitude als Funktion der Zusatzwiderstände im Zwischenkreis und Messkreis.

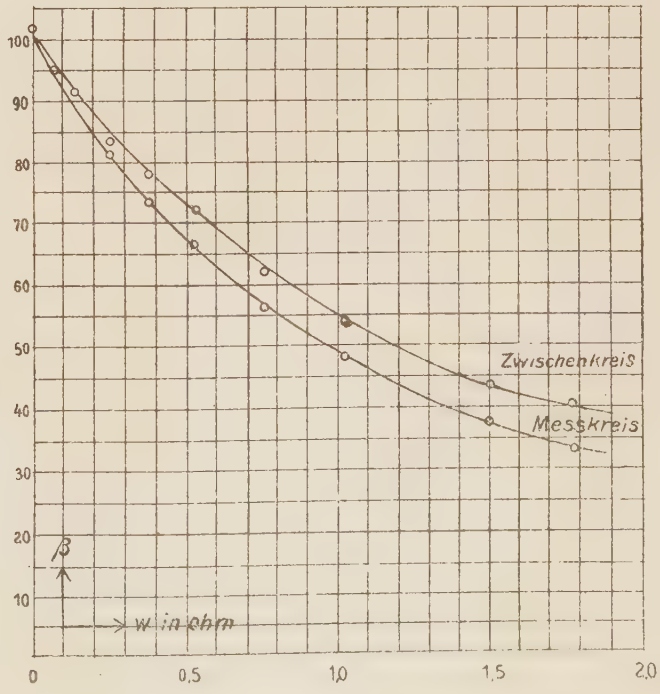


Fig. XV. Eichkurven des 16/17 Drehkondensators.

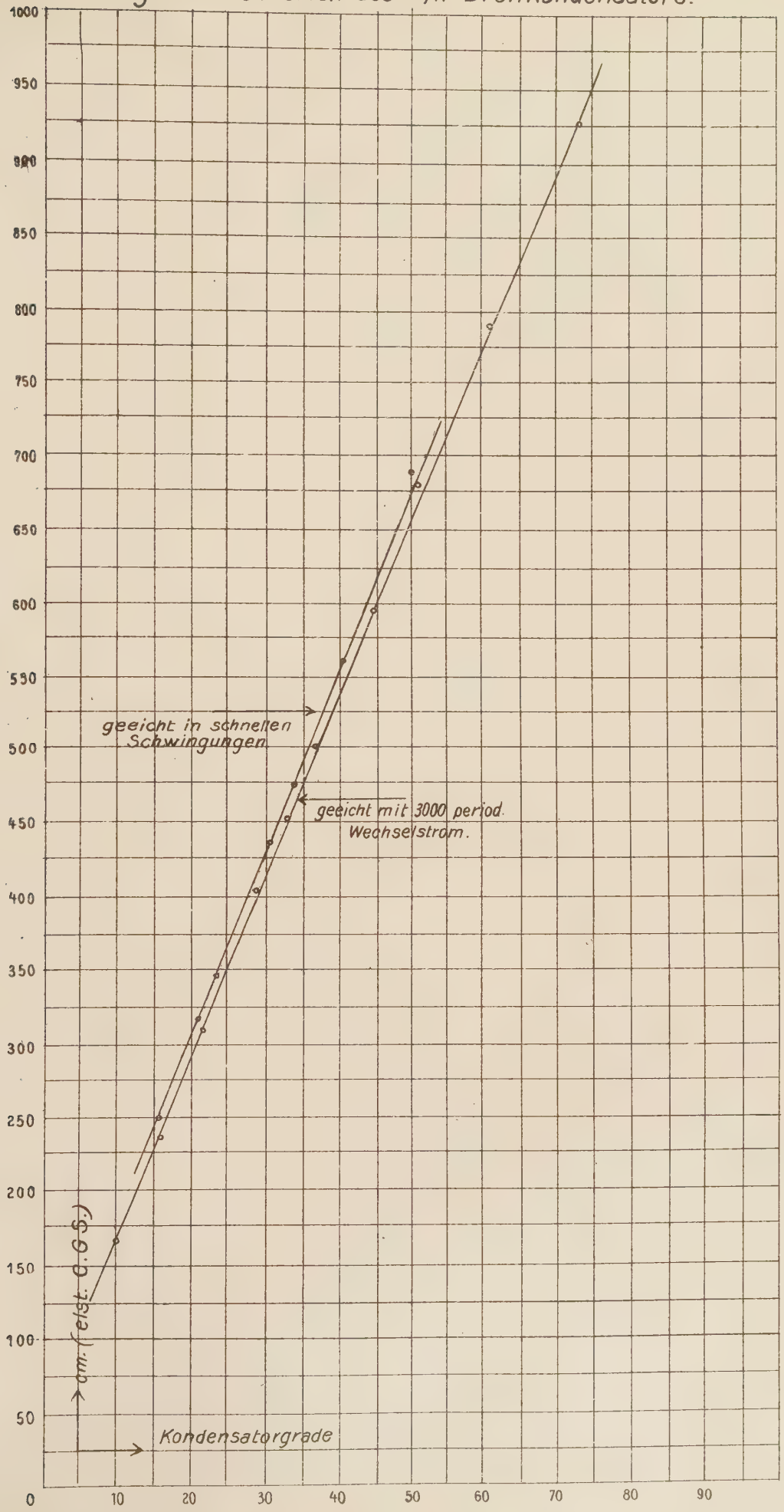


Fig. XVI. Dämpfungsbreiten als Funktion des Zusatzwiderstandes im Zwischenkreis.

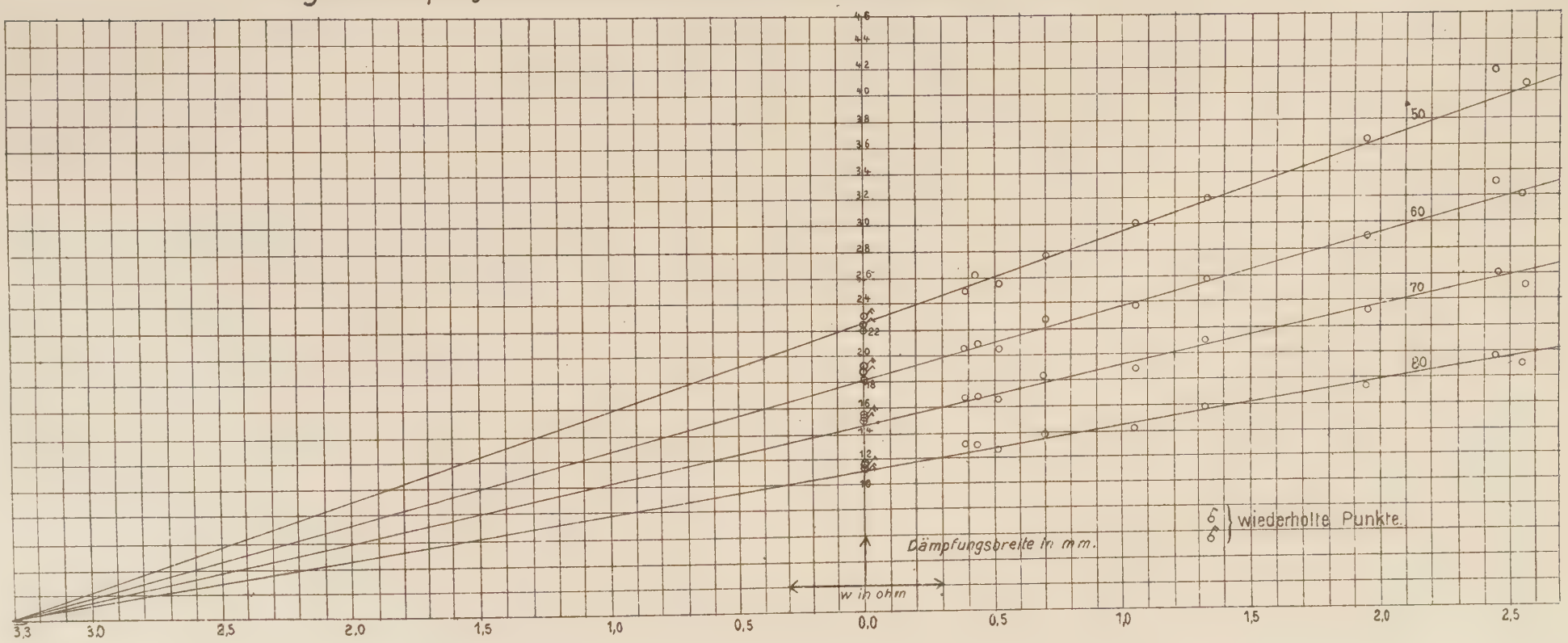


Fig. XVII. Dekrementgeraden nach O. Müller.

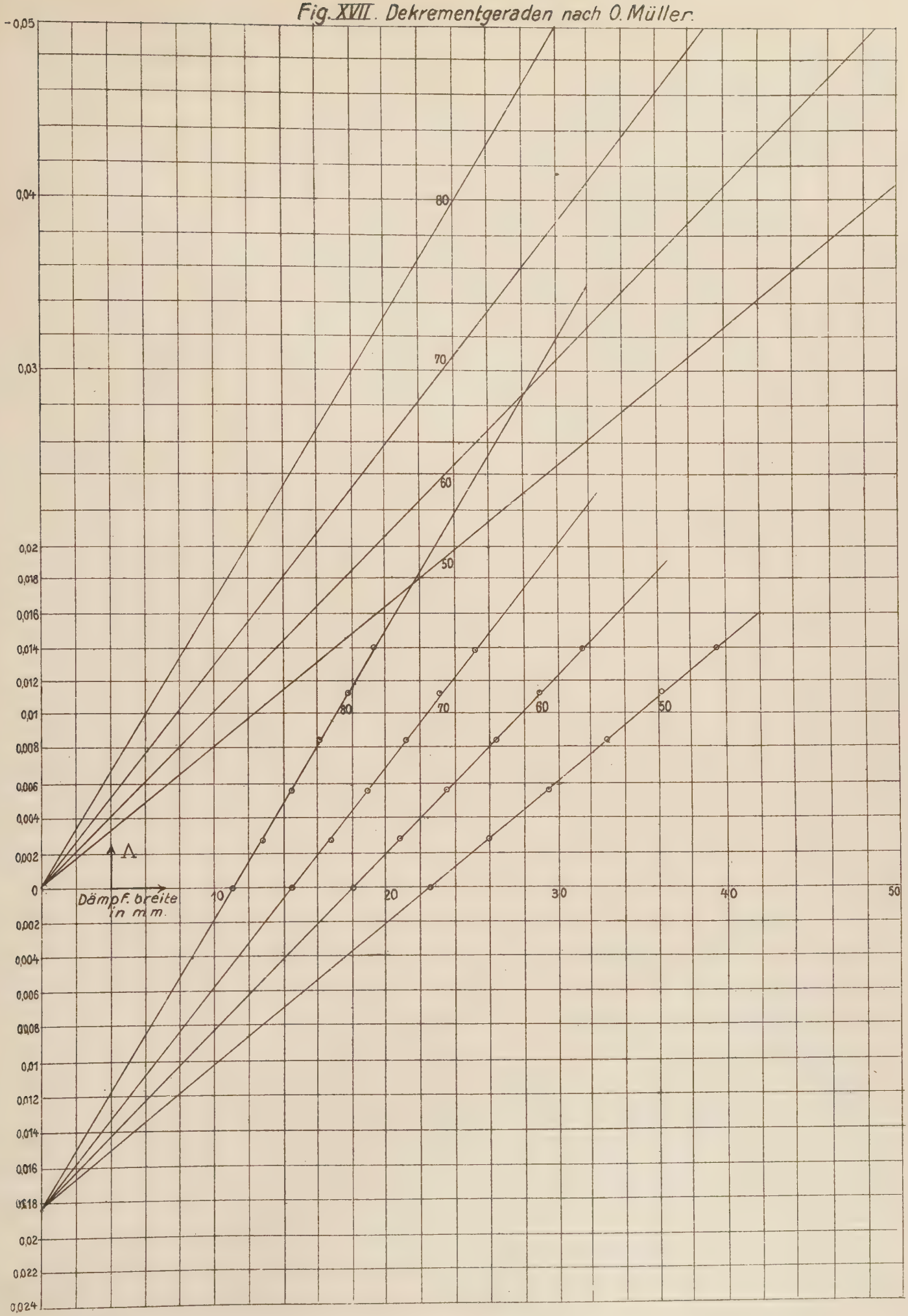


Fig. XVIII.ª Dekrementgeraden nach Zenneck (Z) und O. Müller. (M)

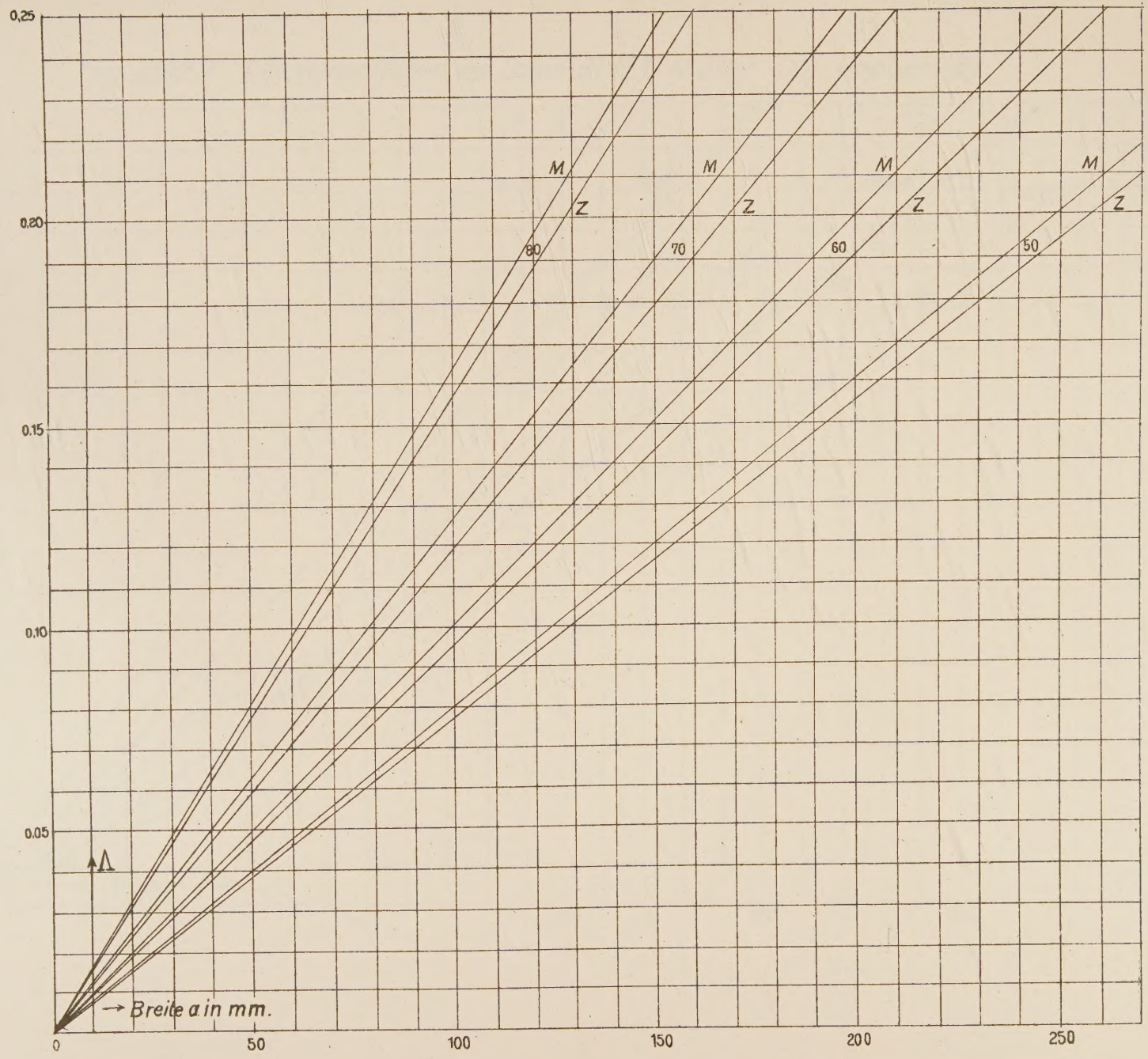
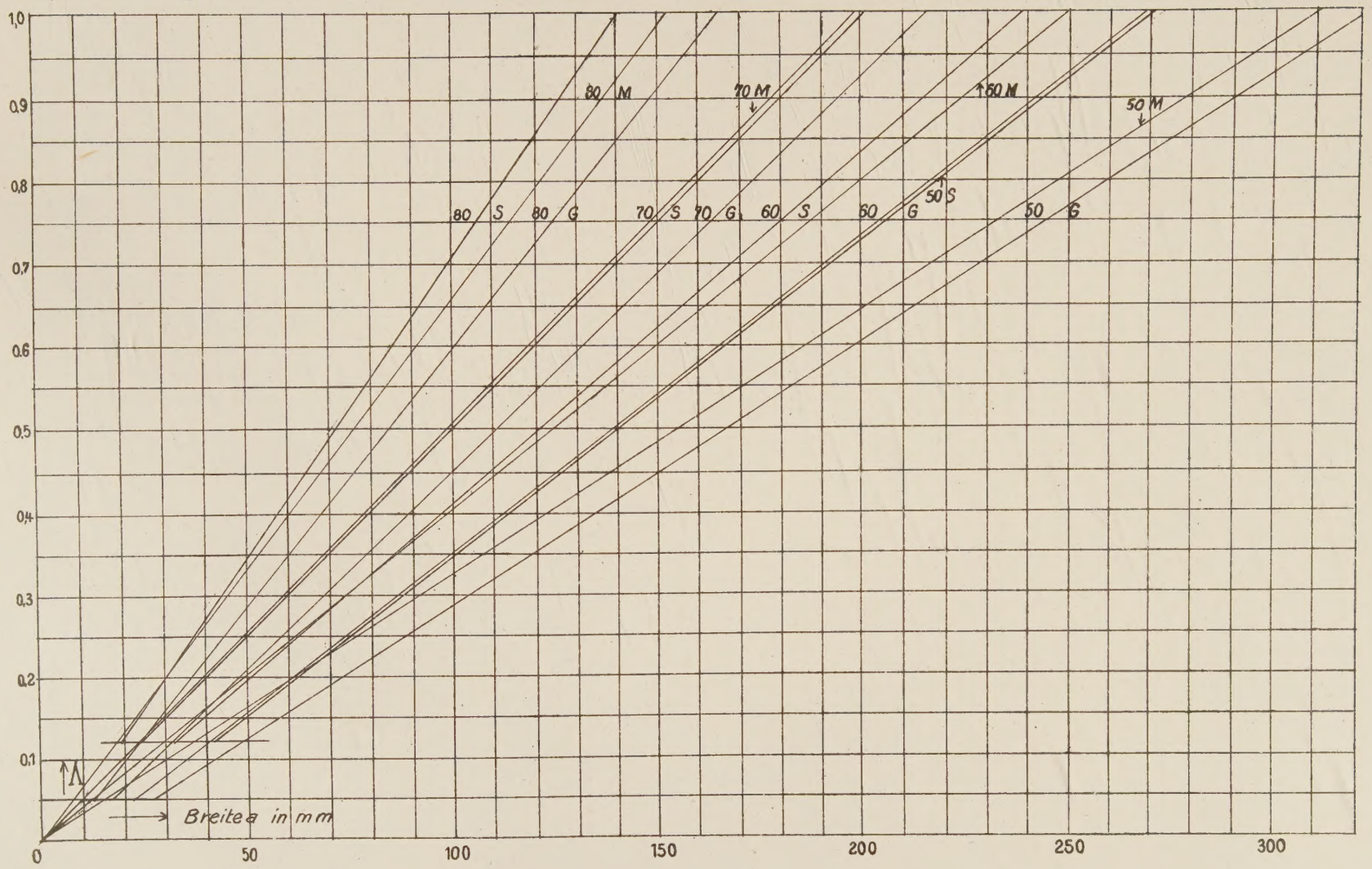



Fig. XVIII b Dekrementtafeln von Schmidt (S). Müller (M). Grober (G).